

CONDENSER TRANSMITTERS AND MICROPHONES WITH SOLID DIELECTRIC FOR AIRBORNE ULTRASONICS

by W. KUHL*, G. R. SCHODDER and F.-K. SCHRÖDER**

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Summary

The development of condenser transmitters and microphones with solid dielectric, which are applicable to high-frequency ultrasonics, is described. Mechanical construction, presumable mode of operation, sensitivity, frequency response, mechanical tuning, directional characteristics, linearity, influence of the electrical bias, and charging phenomena are discussed. Finally, the calibration of the microphones in a free sound field making use of the reciprocity method is described.

Sommaire

On signale les progrès réalisés en matière d'émetteurs et microphones condensateurs à diélectrique solide, qui peuvent servir jusqu'aux ultrasons de très haute fréquence. On en indique: la réalisation mécanique, le mode probable de fonctionnement, la sensibilité, les caractéristiques en fréquence, l'accord mécanique, les diagrammes de directivité, les propriétés linéaires, l'influence de la polarisation électrique et les phénomènes de charge. On décrit enfin la méthode d'étalonnage des microphones en champ sonore libre, qui applique le principe de réciprocité.

Zusammenfassung

Es wird über die Entwicklung von Kondensator-Sendern und -Mikrofonen mit festem Dielektrikum für Luft-Ultraschall berichtet. Aufbau, vermutliche Wirkungsweise, Empfindlichkeit, Frequenzkurven, mechanische Abstimmung, Richtkennlinien, Linearität, Einfluß der elektrischen Vorspannung und Aufladungerscheinungen werden angegeben. Schließlich wird die Eichung der Mikrofone nach der Reziprozitätsmethode im freien Schallfeld beschrieben. Als festes Dielektrikum dient für die Sender hauptsächlich Kondensatorpapier. Für die Mikrofone hat sich $10 \mu\text{m}$ starke Polystyrol-Folie, die einseitig mit Silber oder Aluminium bedampft ist, am besten bewährt. Je nach der mechanischen Abstimmung liegt die Empfindlichkeit der Mikrofone beispielsweise bei $-63 \pm 3 \text{ dB}$ in bezug auf $1 \text{ V}/\mu\text{b}$ ($0,7 \text{ mV}/\mu\text{b}$) bis 50 kHz oder $-66 \pm 3 \text{ dB}$ ($0,5 \text{ mV}/\mu\text{b}$) bis 125 kHz .

1. Introduction

Transmitters and microphones of the condenser type with solid dielectric, described in this report, are systems where in a thin foil of an insulating material is stretched over a metallic back plate, being in direct touch with it at a great number of points. The surface of the back plate has been roughened or provided with grooves or borings, respectively. The external surface of the foil has been made conductive by metallising it or gluing thin metallic foils to it. Thus, the dielectric of the condenser consists not only of one solid material but of two layers, namely the foil proper and a layer of air, the thickness of which is some tenths of a millimeter at the grooves of the back plate and vanishes at the points of contact. If the dielectric were solid merely, the efficiency of such a system with respect to airborne sound would be very small due to the great stiffness, even if rubber and soft plastic materials were used.

Microphones with solid dielectric and a diaphragm in touch with many points of the roughened back plate were probably first mentioned in a U.S. patent in 1929 (see the list in McLACHLAN, Loudspeakers [1]). Independently, SELL [2] published a paper on capacitive loudspeakers, microphones, and pressure-measuring devices with solid dielectrics in 1937 in Germany, suggesting the advantage of back plates with concentric grooves. The published frequency responses show a very high sensitivity with a cut-off frequency of some kc/s.

These systems with solid dielectrics can also be used as transmitters. They require only small dc-voltages of the order of 100 to 300 volts for operation. On the contrary, the transmitters of the condenser type for the whole audio-frequency range having an air-gap between the diaphragm and the back plate require some 1000 volts. With this type, a large metallic diaphragm or one of metallised plastic oscillates in front of a perforated back plate. Nowadays, transmitters of the condenser type with solid dielectric are widely used as tweeters in electro-acoustics,

* Now at the Rundfunktechnisches Institut GmbH, Nürnberg.

** Now at the firm Telefunken GmbH., Hannover.

especially in broadcast wireless sets of some German makers.

In recent years, condenser microphones for ultrasonics, i. e. for a frequency range up to 100 kc/s, have been developed in the III. Physikalisch Institut of the University of Göttingen¹. For the development and calibration of the microphones, transmitters for the same range have also been necessary. Condenser systems with solid dielectrics have been used in both cases. The influence of the quality of the foil, of the shape of the back plate, of the mechanical stress, and the applied dc-voltage have been investigated, first with the transmitters, later with the microphones. The results of the development will be reported in this order. The methods of measurement, mainly the reciprocity calibration of the microphones in a free sound field, are briefly dealt with.

2. Transmitters

a) The mechanical construction of the systems

The schematic layout of the systems of transmitters and microphones is shown in the cross-section drawing, Fig. 1. The externally metallised diaphragm of plastic is stretched over the metallic back plate, which, in case (a), is either smooth or roughened by sandblasting. In case (b), concentric grooves have been turned in the back plate. The surface of the rails between two neighbouring grooves is either smooth or roughened. The back plate is either circular, rectangular, or cylindrical according to the application of the transmitter (see Fig. 2). It is inserted into a metallic case, being electrically insulated from the latter. The diameter of the diaphragm was 84 mm with the majority of the systems investigated by us. The diaphragm of approximately 10 μm thickness is put on the case without folds, there stretched a little, and screwed to it by means of a ring. In order to raise the temporal stability of the system, it is recommended to glue the diaphragm to

the case in addition. The metallised external side of the plastic diaphragms is in electrical contact with the metal ring and case, which is grounded. As substances for metallising, aluminium and silver have stood the test. The back plate is connected to the non-grounded terminal of the dc-voltage used for polarisation and to that of the ac-voltage. The back plate of the transmitter is lightly pressed to the diaphragm by means of springs.

Sketch (c) of Fig. 1 shows a considerably enlarged cross-section of the diaphragm and a sandblasted back plate without grooves. The diaphragm only touches the roughened back plate at a very few points. The mean value of the

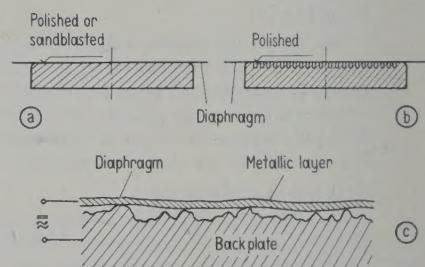


Fig. 1. Principle of the condenser transmitters and microphones;
(a) polished or sandblasted back plate,
(b) back plate with grooves,
(c) cross-section through a diaphragm lying on a sandblasted back plate.

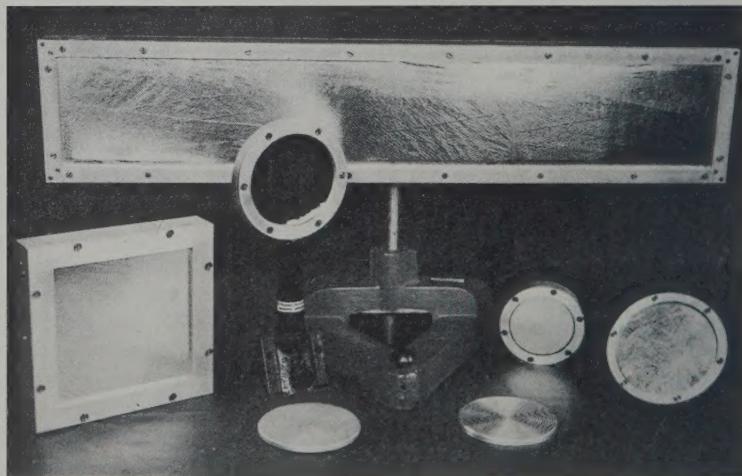


Fig. 2. Different constructions of electrostatic transmitters; the right a tweeter of "Grundig-Radiowerke".

airgap depends on the roughness of the back plate and on the degree of smoothness of the foil itself, which is pressed to the back plate not only by the springs mentioned above, but also by its internal stress and the applied dc-voltage. In any

¹ On the first part of the investigation a report has been published in 1951 [3]. Furthermore, the whole development has been briefly communicated at the occasion of the International Congress on Electro-Acoustics, held at Delft (Netherlands) in 1953 [4].

case, the air gap is so small that the compliance formed by the air cushion together with the mass of the foil lead to a resonant frequency above 100 kc/s or even 1 Mc/s.

The sound energy radiated by such highly tuned systems is small. If the resonant frequency should be below 100 kc/s, it is recommended to supply the back plate with borings or grooves as shown in Fig. 1b. Thus the compliances of the diaphragm and the air cushion are increased. In this case, however, another compliance has to be taken into account, namely that of a possibly present mechanical stress of the diaphragm, leading to an increased resonant frequency and to a diminished amplitude of oscillation.

From the great number of experiments with grooves of different width and depth, to be discussed later in this paper, the mode of operation of the systems is very likely as follows. The partial diaphragm reaching from the centre of a rail between the grooves to the next one are excited to oscillations at the edges of the rails. There, the distance between the diaphragm and the back plate is very small and, consequently, the mutual force, which is proportional to the reciprocal of the squared distance, very great. If the width of the grooves is small compared to the wavelength of the flexural waves the partial diaphragms oscillate in phase over the grooves and rails. At high frequencies, however, they do not oscillate in phase, causing a decrease in the efficiency of the transmitters and of the sensitivity of the microphones. Another condition is that the depth h of the grooves be smaller than one quarter wavelength in air. If $h = \lambda/4$, the acoustical impedance of the air cushion in the grooves is small. At higher frequencies, the acoustical impedance of the air cushion is that of a mass. This very probably causes the diaphragm to oscillate in anti-phase over the grooves compared to the phase over the rails, leading to a decrease of the radiation resistance.

In order to further increase the compliance of the air cushion and the efficiency, the grooves have been opened at the back. That is, the back plate consists of a grill of concentric rings with rectangular cross-section, held together by four radial bars. The response for low frequencies is controlled by the depth of the cavity behind the grill and an eventual filling with absorbing material.

b) Frequency responses and efficiency

In order to study the effect of the shape of the back plate on the frequency response and the efficiency, the frequency responses of the trans-

mitters have been measured with different back plates. The dc-bias (see section 2, c) has been adjusted in such a manner as to give maximum radiated sound pressure at most frequencies within the interesting range.

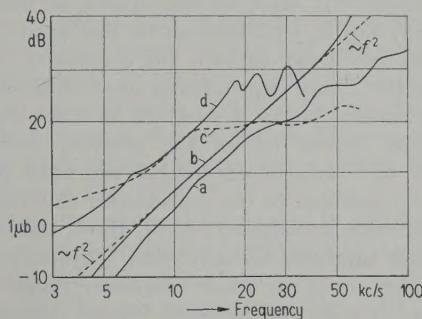


Fig. 3. Frequency responses of different electrostatic transmitters. Sound pressure of the systems on the central normal at 1 m distance with 10 volts r.m.s. ac-voltage and 150 to 250 volts dc-bias.

Fig. 3 gives four typical examples. Curves b and d are the responses of transmitters of 84 mm diameter, curve c is that of a transmitter² of 90 mm diameter, and curve a that of a microphone, having a diaphragm of 13 mm diameter and of a higher stress, the microphone operating as a transmitter. All responses have been recalculated for a diameter of 90 mm for comparison. The sound pressure p on the axis of the transmitter is plotted on a logarithmic scale, with reference to 1 μ b and measured at 1 m distance with 10 volts r.m.s. applied, against the frequency from 3 to 100 kc/s. The dc-voltage was between 150 volts and 250 volts. The transmitters a and c had a diaphragm of Styroflex. The diaphragm of transmitters b and d was of condenser-paper. If the grooves of the back plate are closed at the back, the sound pressure will increase in proportion to the square of the frequency up to the first resonant frequency, the applied voltage being kept constant. This is to be seen from the curves a and b. With a the mechanical stress of the diaphragm is high, the width of the grooves is 0.25 mm, the depth 0.5 mm. With b the

² This transmitter is an electro-statical tweeter of Grundig-Radiowerke, being used since lately in wireless sets. It has been developped by H. HAAS [5] on the foundation of the results found in this work. Its back plate consists of a sheet of 0.5 mm thickness being provided with borings of 0.25 mm diameter being 1 mm apart. By means of a spring this back plate is pressed against the diaphragm of 15 μ m thickness, made out of stretched polystyrene (Styroflex). In place of a metallisation a foil of gold of some μ m thickness has been glued onto its external side. The conical cavity behind the back plate is 50 mm deep and loosely filled with cotton wool to avoid standing waves.

mechanical stress is low. Width and depth are 0.5 mm. Thus the radiated sound pressure is greater. If the grooves are open at the back, the efficiency is even higher and the course of the frequency response is changed. In this case, the sound pressure first increases in proportion to the frequency, later to the square of the frequency, and at high frequencies less again. This can be seen from curve d for grooves of 1 mm width and 2 mm depth, being open at the back. The resonant peaks beyond 18 kc/s are due to standing waves within the grooves and the cavity of 5 mm depth behind the back plate. Curve c pertains to the transmitter of Grundig-Radiowerke, mentioned above. Here, the sound pressure increases linearly with frequency in a large portion of the whole frequency range. In a smaller portion the increase follows the square law, whereas the pressure is almost constant at higher frequencies³. This behaviour is more favourable for electro-acoustical transmission because of the lower non-linear distortions. The sound pressure measured on the axis of transmitters c and d above 4 or 5 kc/s is greater than the one of ordinary dynamical loudspeakers with the same driving voltage at the power tube. An electrical equalisation for a sound pressure independent of frequency is easily to be accomplished in either case. These transmitters then have a frequency response being straighter than those of all other known systems. Besides, they are very cheap. They have thus well qualified as tweeters.

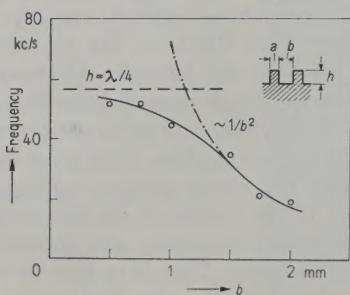


Fig. 4. Dependence of the frequency of maximal sound radiation upon the width of the grooves. Width of grooves and rails together $a+b=2$ mm. Depth of the grooves $h=1.5$ mm.

Fig. 4 shows the frequencies of maximum radiated sound with increasing width b of the grooves and decreasing width a of the rails. Rails

³ The frequency response is apparently affected by small changes of the mechanical layout. The response published by HAAS [5] exhibits an increase proportional to f^2 between 2.5 and 7 kc/s. Between 7 and 20 kc/s the increase was slightly more than linear. The further course has not been measured.

and grooves together had a width of $a+b=2.0$ mm with these measurements. The depth of the grooves was constant $h=1.5$ mm. With narrow grooves the upper limit is given by the depth of the grooves, which is a quarter wavelength in air at 57 kc/s. With broad grooves the upper limit is determined by the resonant frequency of the flexural oscillation of the partial diaphragm above the grooves. If the diaphragm has no internal stress and if the compliance of the air cushion can be neglected, this resonant frequency only depends upon the flexural compliance and the mass of the foil and is thus proportional to the squared reciprocal of the width of the grooves. An alteration of the width of the grooves only slightly affects the efficiency below the resonant frequency. Optimal results were obtained when the width of the grooves was equal to that of the rails between the grooves. As to the depth of the grooves, it is recommended to choose twice the width of the grooves in order to get an optimum efficiency and frequency limit.

c) Dependence of the capacitance and the efficiency on the dc-voltage

As diaphragms for the condenser-type transmitters, metallised foils of 8 to 12 μm thickness of condenser-paper of "Bosch AG, Stuttgart" have been mainly used at first. Their puncturing voltage is between 300 and 350 volts. If punctures happen, the metallising at the spot of the puncture vaporizes, thus avoiding a permanent short-circuit. The capacitance of the foils has been measured by pouring a layer of mercury on the back of the diaphragm. At a diameter of 84 mm the capacitance C lies between 13500 and 14500 pF. The thickness of the paper was 9 μm . Later, foils of polystyrene (Styroflex), having a slightly lower capacitance, have been mainly used.

Fig. 5 shows the dependence of the capacitance of a condenser type transmitter on the dc-voltage with different back plates. From the capacitance of the transmitters and the capacitance of the foil alone the mean thickness of the air cushion between the diaphragm and the back plate without grooves and, respectively, between the diaphragm and the rails of the grooved back plate have been calculated (see Fig. 6). As can be seen, the thickness of the air cushion of a plane back plate is strongly influenced by the applied dc-voltage, because the diaphragm lies more tightly on the back plate when the dc-voltage is increased. With a roughened back plate, the air cushion is broader, due to the roughness of the surface. As

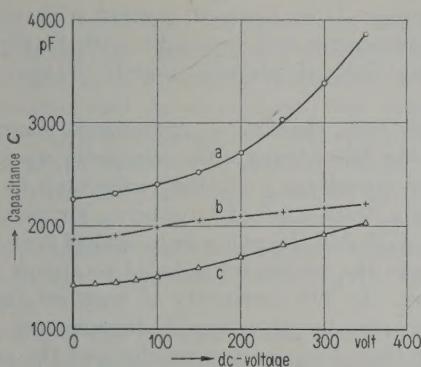


Fig. 5. Dependence of the capacitance of electrostatic transmitters with solid dielectric upon the dc-bias. Back plates;
curve a: turned plane, without grooves,
curve b: sandblasted, without grooves,
curve c: turned plane with grooves of 0.5 mm depth and width, 0.5 mm apart.
Diameter of the transmitter 84 mm. Diaphragms of 8 μm metallised condenser-paper.

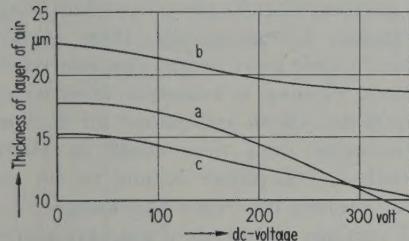


Fig. 6. Average thickness of the air cushion between diaphragm and back plate in dependence on the dc-bias, calculated from curves of Fig. 5. In curve c the air cushion lies between the diaphragm and the surface of the rails.

a consequence, it cannot be substantially altered by varying the dc-voltage. The sound pressure for a given alternating voltage and, consequently, the sensitivity would be proportional to the applied dc-voltage, if the width of the air cushion remained constant. In reality this proportionality is only valid for small dc-voltages, because of the variation of the compliance with decreasing width of the air cushion. The dependence of the sensitivity on the compliance is alike for transmitters and microphones. On the other hand, for a transmitter, the force exercised on the diaphragm increases proportionally to the reciprocal of the square of the distance. For this reason the decrease of the efficiency of a transmitter for higher dc-voltages is smaller than the corresponding decrease of the sensitivity of the microphone. Fig. 7 (A) shows the sensitivity of a microphone with grooves and a slightly stressed polystyrene diaphragm, being investigated as transmitter and microphone alike. The efficiency and the sensi-

tivity, respectively, have been plotted against the dc-voltage so that the linear parts up to 60 volts coincide. At 160 volts and 180 volts, respectively, the two quantities are maximum. If the dc-voltage is further raised, they decrease again. This applies to smooth rails. If the rails are roughened, the efficiency of the transmitter will further increase with increasing dc-voltage.

The curves shown in Fig. 7 (A) illustrate the measurements at 10 kc/s. With increasing frequency, the voltages at which the maxima are reached increase slightly for all different shapes of the back plates. But the curves remain similar to those of Fig. 7 (A).

Above the resonant frequency, in the decreasing part of the frequency responses of the microphones, the dependence upon the dc-voltage is different. This can be seen from Fig. 7 (B), which is based on measurements at 100 kc/s. With increasing dc-voltage the air cushion gets narrower and the resonant frequency of the system will be higher. Therefore, efficiency and sensitivity for high frequencies increase more than proportionally at high dc-voltages. The maximum is reached above 300 volts only.

The sensitivity of the condenser type transmitters and microphones is reduced by giving the diaphragm a higher mechanical stress, as has been mentioned above. The dependence on the dc-voltage is nearly unchanged, however.

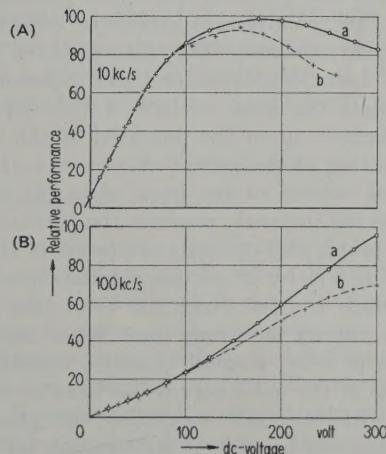


Fig. 7. (A) Sensitivity of a condenser microphone according to Fig. 10 with grooves of 0.5 mm width, polished surface of the rails, and a diaphragm of 10 μm Styroflex in dependence on the dc-bias at 10 kc/s.

curve a: sensitivity as transmitter at constant ac-voltage,
curve b: sensitivity as microphone, both with arbitrary units.

(B) Sensitivity of a condenser microphone in dependence on the dc-bias as in Fig. 7 (A) but at 100 kc/s.

d) Influence of electrical charging of the dielectric

The development of the transmitters and microphones involves much work on investigating and selecting the dielectric foils. Diaphragms made of paper cannot be used for microphones due to their crackling noise. Most of the highly insulating foils made of plastic showed charging effects, causing a temporal inconstancy of the sensitivity. With other foils the inconstancy was due to elastic relaxation.

Our attention was first drawn to these phenomena when investigating transmitters with foils of "Luvitherm". Here, they were especially pronounced because of the great thickness of the foils (40 μm). Luvitherm is a polyvinyl-chloride, which is produced by the "Badische Anilin- und Soda-fabrik", Ludwigshafen/Rhein. The sensitivity of a microphone with this foil has been measured over many hours with constant dc-voltage. It drops to 65% of the initial value after 15 minutes. It further decreases proportionally to the reciprocal of the logarithm of time. After half a day the sensitivity is only a few percent of the original one. The capacity of a transmitter with the same foil decreases likewise with time and approaches the value without dc-voltage applied.

First we supposed the foils showing this variation with time to be ferro-electric. This would mean that they adopted a permanent electrical polarisation due to some relaxation process. In this case, the polarisation should be detectable with a static voltmeter. This did not prove true, however. Later considerations and experiments showed that the back surface of the foil was slowly charged up to the potential of the back plate, starting at the points of contact with the roughened surface of the back plate. At these points the foil instantly assumes the potential of the back plate. This charging can be made visible by strewing powder of calcium sulphate onto the inner surface of a foil which has been used with a high dc-voltage for a long time. When blowing away the powder, a small quantity remains at the points of the foil where it has been in direct contact with the rails separating the grooves. Discharging can be effected by stroking the surface of the foil with a finger. Then the powder will no longer stick.

The greater the surface conductivity between the points of contact compared to the volume conductivity, the more pronounced the charging effect will be. In addition, it depends upon the ratio of the mutual distance of the points of contact to the thickness of the foil. With non-

impregnated condenser-paper the charging did not appear. It is, however, present with waxed condenser-paper and especially with highly insulating foils of plastics, mainly if they are thick.

With foils showing a pronounced charging effect the dependence of the sensitivity upon the applied dc-voltage is strongly influenced by the charging. With a foil of Luvitherm, for instance, after a high dc-voltage has been applied for a long time and the sensitivity reduced to almost zero thereby, the full sensitivity is regained immediately when the dc-voltage is disconnected. The charge then disappears gradually and the sensitivity slowly tends to zero again. The course of the sensitivity plotted against the dc-voltage depends upon the height and the direction of the dc-voltage previously applied, upon the time it had been applied, and upon the time elapsed since it had been disconnected.

Out of the foils of other materials investigated, the ones made of rubber, hydro-chlorine caoutchouc, tri-acetate, and nylon showed no or almost no charging. Unfortunately, they cannot be used due to their more or less pronounced elastic relaxation, causing a temporal inconstancy of their qualities. With cellophane no decrease of the sensitivity with time could be observed. Nevertheless, cellophane is not to be recommended, because it is very hygroscopic.

With systems using foils of polystyrene (Styroflex) and polyvinyl-chloride, after a high dc-voltage having had applied for a long time, an equilibrium between the surface conductivity and the internal (volume) conductivity establishes, leading to a constant charge. One can then make the efficiency or the sensitivity vanish, respectively, by applying a positive or negative voltage up to 10 volts (see Fig. 7 (A)). No explanation could be found for the fact that the compensating voltage must be sometimes positive and sometimes negative. With polystyrene a higher compensating voltage has been observed in rare cases. The charging can be avoided altogether by cleaning the insulating side of the diaphragm with pure alcohol before stretching it over the microphone. Very likely, impurities of the diaphragm surface are taken away thereby, which otherwise influence the charging. Another possible explanation for the effect of cleaning with alcohol would be that molecules of alcohol are inserted between the molecules of the plastic material. The alcohol attracts water from the humidity of air, thus increasing the desired volume conductivity of the foils.

e) Linearity and distortion

For the reciprocity calibration of the transmitters and the microphones one system has been used as a reversible transducer, i. e., as transmitter and as microphone. One condition for a reversible transducer is that, as a transmitter, it works linearly, i. e. that the current of the transmitter and the sound pressure be exactly proportional to each other. For this reason, a great number of systems have been investigated at different frequencies with regard to this quality.

In Fig. 8 the radiated sound pressure of the fundamental of some of the microphones used as transmitters has been plotted against the current on a double logarithmic scale. The dc-voltage was 150 volts with the microphones a, b, and d and 100 volts with c and e. The applied alternating voltage was between 10 and 60 volts r.m.s., as can be seen in the figure. The considerable distortion at the higher alternating voltages has been eliminated by making use of a resonant amplifier tuned to the fundamental—as has been done with all measurements of microphones.

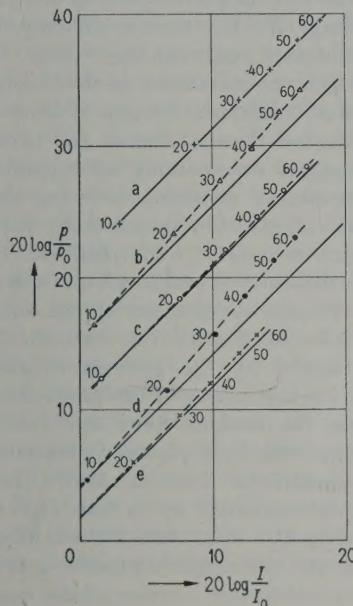


Fig. 8. Linearity of a condenser microphone operating as transmitter at 20 kc/s. Sound pressure in dependence on the transmitter current on a logarithmic scale. Full lines: linear relation; broken curves: measurements. The numbers at the plotted points indicate the ac-voltage applied to the transmitter in volts r.m.s.

Condenser microphone with solid dielectric. Back plate: width of the grooves = width of the rails = $\frac{1}{2}$ depth of the rails. Diaphragm of a: Styroflex, b: Vinifol, c: duralumin foil over anodised back plate, d: polyethylene, e: condenser microphone with air dielectric.

Microphone a, with a foil of polystyrene, shows a perfect linearity between current and sound pressure. In all other cases the sound pressure increases more than linearly with the current. With the microphones c and e the deviation from linearity is very small. It does not exceed 0.5 dB at the highest value of the alternating voltage. Both microphones have a diaphragm of duralumin. The dielectric of e consists only of air. With c the metallic diaphragm is supported on a back plate of aluminium which has been made non-conductive by anodising (electrical oxidizing). The system b has a diaphragm of "Vinifol" (copolymary polyvinyl-chloride). The diaphragm of system d is of polyethylene. Both systems exhibited a deviation from linearity of 2.0 to 2.5 dB. This deviation is so great compared to the greatest inaccuracy of measurement that microphones with this foil could not be used as reversible systems for the reciprocity calibration.

The force exercised on the diaphragm and, consequently, the sound pressure, is proportional to $(U + \bar{U} \sin \omega t)^2 = U^2 + 2U\bar{U} \sin \omega t + \bar{U}^2 \sin^2 \omega t$. The sound pressure of the fundamental is thus proportional to $2U\bar{U}$, the product of the dc-voltage U and the alternating voltage \bar{U} . The sound pressure of the first harmonic is proportional to \bar{U}^2 . When calculating the first harmonic, it must be taken into account that the sound pressure below the cut-off frequency increases in proportion to the square of the frequency at constant voltage. A frequency analysis of the sound field confirmed the calculation of the ratio between the fundamental and the first overtone. With a dc-bias of 200 volts and an alternating voltage of 10 volts r.m.s., for instance, it is 5%.

3. Microphones

a) Mechanical construction

The mechanical construction of a condenser type microphone with solid dielectric is, in principle, the same as that of the transmitters discussed above, with the exception that the oscillating system has been inserted into a sphere of 35 mm diameter (Fig. 9). This sphere consists of a hemisphere with a supporting rod and the microphones capsule proper. The support contains a spring contact and the supporting rod the voltage supply for the microphone system. The capacitance of the support amounts to some 10 pF. The lower end of the supporting rod can be screwed into the pre-amplifier or another supply rod. The construction of the microphone capsule is illustrated in Fig. 10. The diaphragm consists of a 10 μ m plastic foil, which has been metallised

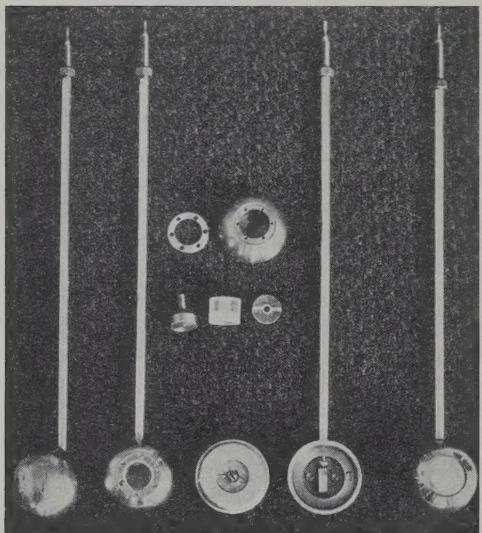


Fig. 9. Condenser microphones, left and centre with solid dielectric, right with air dielectric. One microphone capsule has been screwed off the support, another one has been dismounted into its components.

on its external side. The diameter is 14 mm. The edge is glued to the metal capsule. In addition, it is fixed by a clamping ring. At the same time, this ring makes the electrical contact between the capsule and the metallising of the diaphragm. The foil is lying on the back plate which is insulated against the microphone capsule. The back plate can be shifted in the direction of the

diaphragm by means of a screw. Thus, the mechanical strain of the diaphragm can be adjusted. In general, the back plate has grooves, the rails between which are polished. Sandblasted back plates (without grooves) are only used for very high tuned microphones.

Generally the dc-bias for the microphones is 150 volts. The capacitance of the microphones with the ordinarily grooved backplate amounts to about 100 pF. From this it can be concluded that there is an air cushion of 2 μm thickness on the average between the surface of the rails and the foil.

This construction is in contrast to the ordinary type of condenser microphone with an air dielectric merely [7]. For the latter type metal foils are mostly used, or sometimes plastic foils which are metallised on the inside [8]. Condenser microphones with metal diaphragms cannot be tuned so highly as the ones described here. This will be shown later. Another disadvantage of the types with pure air dielectric is the risk of the diaphragm coming into touch with the back plate. Thereby the microphone is generally destroyed, whereas the foils of plastic possess a high puncturing voltage. For this reason, industry also produces condenser microphones with foils of plastic, which are metallised on the outside. But they have an additional air gap of about 15 μm [9], i. e. the foil does not lie on the back plate.

This suggests constructing microphones with a solid insulating dielectric covering the back plate. Thin layers of well-insulating varnish or plastics are not very well qualified for this. Beside the difficulty of realising a uniform coating of about 10 μm , the grooves of the back plate must not be filled with the varnish. The air cushion formed by the grooves is absolutely necessary for the tuning of the microphone. For this reason the authors have also constructed microphones with back plates of aluminium, the surface of which has been anodised. This type, however, did not stand up to test. It is difficult to avoid porosity with these layers. After some months, at the latest, micro-punctures appeared, causing a considerable increase of the noise level of the microphones. Furthermore, the tuning is lower when using metal foils.

b) Sensitivity

The frequency response of the sensitivity of the microphones depends upon the mass of the foil per unit area, the flexural compliance, the mechanical strain, and the compliance of the air cushion within the grooves. At low frequencies, also the effective mass of the air around the

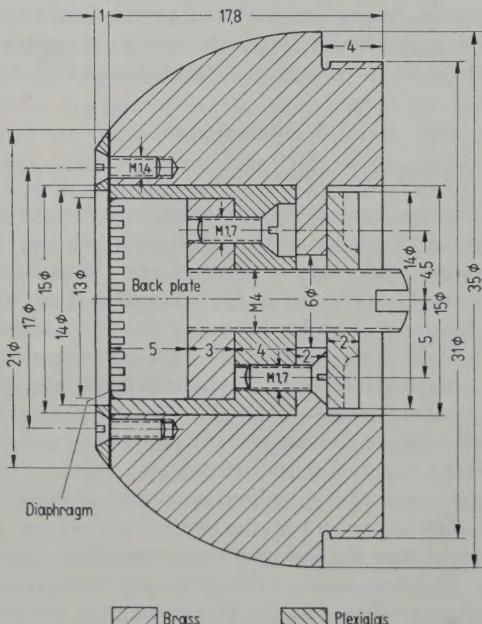


Fig. 10. Cross-section of the microphones with solid dielectric.

sphere is of importance, whilst below 12 kc/s the pressure transformation of the sphere becomes noticeable. The absolute sensitivity depends upon the electrical bias, the shape of the surface of the back plate (see section 2), and the compliance of the diaphragm, which for identical back plates (same compliance of the air cushion) and identical foils (mass and flexural compliance) still depends upon the mechanical pre-strain of the diaphragm.

The tuning can scarcely be varied by choosing different values of the mass per unit area, because there are only very few foils of plastic available which are sufficiently thin and apt for microphone use. Furthermore, the two foils having proved usable, Styroflex⁴ 10 µm thick and polyethylene⁵ 12 µm thick, have almost about the same mass per unit area ($1.2 \cdot 10^{-3}$ g/cm²). The flexural stiffness of Styroflex is considerably higher than that of polyethylene. In the case of polyethylene it can always be neglected as compared to the mechanical pre-strain.

Fig. 11 shows the dependence of the tuning of the microphones on the depth of the air cushion at a weak mechanical pre-strain of the diaphragm. Originally, the back plate of the microphone had grooves of 0.25 mm width and 0.5 mm depth. The rails were 0.25 mm broad. The depth of the grooves has been reduced to 0.4 mm and 0.2 mm in successive steps, shifting the resonant frequency from 30 kc/s via 35 to 40 kc/s. The (though slightly) different mechanical strain⁶ hinted at an increase of the attenuation of the resonant mode with increasing mechanical strain.

At higher mechanical pre-strains the stiffness of the diaphragm has a greater influence on the tuning of the microphone. Fig. 12 shows the shifting of the resonant frequency with increasing mechanical pre-strain of the diaphragm. In addition, two further small resonant peaks appear.

From Fig. 12, or from the following table, the decrease of the absolute sensitivity with increasing strain of the diaphragm can be recognised.

⁴ Foils of polystyrene are manufactured by the "Norddeutsche Seekabelwerke", Nordenham (Oldenburg). Metallising with aluminium or silver is performed by the "Wernerwerk für Radiotechnik" of Siemens & Halske AG, Karlsruhe.

⁵ Delivered by "R. Bosch GmbH," Stuttgart. The foil is metallised with an alloy of zinc and cadmium.

⁶ The mechanical strain is given by the shift of the back plate (in mm) beyond the edge of the foil stretcher. Before stretching, the diaphragm is fastened by the ring so loosely that folds just fail to appear. Attempts to define the pre-strain in another way were unsuccessful due to the thinness of the foils.

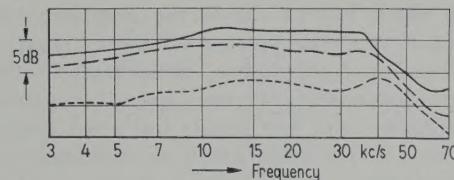


Fig. 11. Tuning shift of the microphones with solid dielectric by varying the depth of the grooves of the back plate. The grooves are 0.25 mm wide and 0.25 mm apart.

Depth	Shift of the back plate
0.5 mm	90 µm
0.4 mm	20 µm
0.2 mm	none

(The curves have been plotted without regard to the absolute sensitivity for greater clearness.)

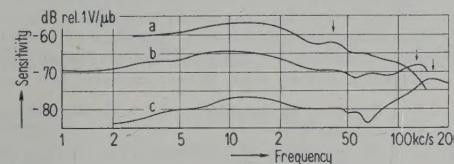


Fig. 12. Resonance shift due to the mass of the foil, the air cushion within the grooves of the back plate, and the stress of the diaphragm. Open-circuit sensitivity of the microphones in a free sound field in dB relative to 1 V/µb in dependence on the frequency.
 curve a: Back plate with grooves of 0.25 mm width and 0.5 mm depth being 0.25 mm apart, surface polished, shift of the back plate 30 µm.
 curve b: Back plate with corresponding grooves of 0.1 mm depth, surface polished, shift of the back plate 200 µm.
 curve c: Sandblasted back plate without grooves, diaphragm of Styroflex.
 De-bias in all cases 150 volts.

Table

Type of microphone	Shift of the back plate	Sensitivity in dB rel. to 1 V/µb in the range up to 50 kc/s
N ₂	0.03 mm	-60 ± 3,5
F ₂	0.06 mm	-63 ± 3
B ₃	0.09 mm	-62.8 ± 4
D ₃	0.18 mm	-64.5 ± 3
E ₂	0.2 mm	-66.2 ± 3
A ₃	0.2 mm	-67.5 ± 3

All microphones registered have diaphragms of Styroflex. Microphones with diaphragms of polyethylene show a corresponding behaviour, only the definition of the mechanical pre-strain is even more difficult due to the softness of the foils.

It is almost impossible to produce two microphones with the same frequency response, because the mechanical pre-strain cannot be adjusted in a sufficiently defined way and also because the back plates with fine grooves are

never alike. Fig. 13 shows the frequency responses of two microphones of exactly identical construction. Nevertheless, as is demonstrated by the Table and Fig. 12, one can easily construct microphones with low tuning but great sensitivity and, on the other hand, microphones with low sensitivity being comparatively constant within a wide frequency range.

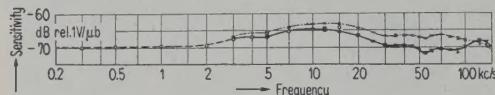


Fig. 13. Frequency responses of two microphones of identical construction data. Open-circuit sensitivity of the microphones in a free sound field in dB rel. 1 V/ μ b. The grooves in the back plate are 0.25 mm wide, 0.1 mm deep, and 0.25 mm apart. The surface of the rails is polished. The shift of the back plate amounts to 200 μ m. Diaphragm of 10 μ m Styroflex coated with silver; dc-bias: 150 volts.

- Straying of the sensitivity with the different calibrations.
- - - Mean values of microphone E₂ of five calibrations within seven months (temperature 20 to 23°C, relative humidity 43 to 70%).
- Mean values of microphone A₃ of five calibrations within four months (temperature 18 to 23°C, relative humidity 37.5 to 47%).
- - - Comparison measurement of microphone A₃ at the PTB.

As has been already mentioned above, condenser microphones with air dielectric cannot be tuned very highly because of the great mass per unit area of the metal foil. Fig. 14 shows three such types with diaphragms of duralumin of different thickness. For comparison, also the Western-Electric 640 AA [10], which is frequently used in the United States, has been included.

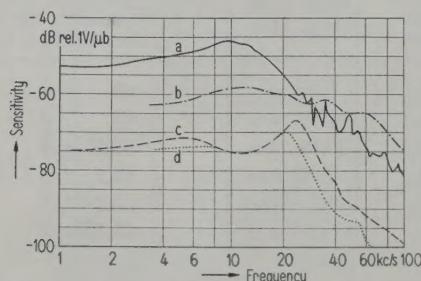


Fig. 14. Frequency responses of different condenser microphones with air dielectric. Open circuit sensitivity in a free sound field in dB relative to 1 V/ μ b.

- curve a: High frequency treated Western Electric 640 AA No. 548 transducer used without protective grid cap (from [10], Fig. 9).
- curve b: Condenser microphone with air gap of approximately 10 μ m and duralumin foil of 5 μ m.
- curve c: Approximately 15 μ m air gap and 20 μ m duralumin foil.
- curve d: Same as curve c but 30 μ m duralumin foil.

The temporal constancy of the sensitivity of the microphones is good. In Fig. 13 the spread of the measured values with different calibrations has been entered as vertical lines. The microphone A₃ has been calibrated five times within four months, microphone E₂ five times within seven months. In the first case, the temperature was between 18° and 23°C, in the latter case only between 20° and 23°C. The relative humidity of air varied between 37.5% and 47% and, respectively, 43% and 70%. The measured values for microphone A₃ varied not more than \pm 0.7 dB and those of microphone E₂ not more than \pm 0.5 dB.

All calibrations have been performed according to the reciprocity method (see section 4). The inaccuracy of measurement is in the most unfavourable case \pm 0.8 dB, when the calibrations are compared to each other. The deviations of the measured frequency responses lie within the limits of the inaccuracy of measurement therefore. The idea of measuring the dependence of the sensitivity on the temperature has been abandoned, because the scatter straying of the measured frequency responses with different room temperatures lay within the limits of accuracy and because the microphones will be mostly used under these conditions in the laboratory. In one case, however, a microphone with a diaphragm of Styroflex has been exposed to a temperature of 50°C for approximately three hours. The foil wrinkled, but was smooth again after cooling. Due to this procedure, the sensitivity had been raised by 1 to 1.5 dB below 30 kc/s. At higher frequencies it did not change.

In order to achieve a temporal constancy of the sensitivity of the microphones, one must glue the diaphragm to the fastening ring. Furthermore, for calibration the microphone capsule must not be used with different supports, not because of the different values of the stray capacitance of the supports, but because of the varying mechanical pre-strain of the capsules in different supports.

c) Directional characteristic

The directional characteristic of a plane microphone system inserted into a sphere has been calculated and measured by W. KUHL [6]. Recently A. L. PRITCHARD [6] has published a new method of calculation and computed the characteristic in one case. Their results are in a good agreement. It has been confirmed by measurements that the directional characteristics are alike for the same system used as transmitter and as receiver. Because the larger transmitters are

ideal piston diaphragms without baffle board, their directional characteristics can easily be calculated. Therefore, this point has not been investigated further.

The directional characteristics of the microphones have been measured on progressive waves by means of a polar coordinate level-recorder. On one hand, the level-recorder wrote the open circuit voltage of the microphone under test with a 50 dB potentiometer. On the other hand, it synchronously turned the microphone. As a transmitter for frequencies up to 12 kc/s one of the condenser transmitters described in section 2 has been used. For higher frequencies a microphone has been chosen. The distance between transmitter and microphone was 1 meter. In order to eliminate the higher harmonics, a resonant amplifier has been used before the level recorder.

Fig. 15 gives as an example the directional characteristic of a condenser microphone with solid dielectric. The deviation from a spherical characteristic is not greater than -3 dB at 3 kc/s. At 6 kc/s the deviations are already -9 dB, at 12 kc/s -17 dB. At still higher frequencies pronounced secondary lobes appear. The strong "feathering" at 100 kc/s is to be expected from the theory of diffraction. It will disappear if the edge of the microphone is damped by cotton wool, for instance.

The width of the main lobe, defined by a decrease of the sensitivity of 3 dB in comparison to the value on the central normal, is given in the following table:

Frequency in kc/s	3	6	12	25	50	100
Measured values	360°	150°	100°	55°	30°	15°
Calculated values	360°	150°	90°	70°	—	—

The calculated values in the above table are taken from the paper of KUHL ([6], Fig. 2 and Fig. 3, integration over the surface). The position of the first minima agrees well with the directional characteristics calculated for different frequencies.

d) Noise

The self-noise of the microphones is difficult to measure. Up to the present, we have not been able to build a pre-amplifier the noise voltage of which was below the noise of the microphone. If the microphone is substituted by a condenser of the same capacity the noise voltage of the amplifier does not diminish.

Occasional loud crackling after sudden falls of temperature (condensation of the humidity of air) could be traced to insulating faults within the supports. Too strongly sandblasted back

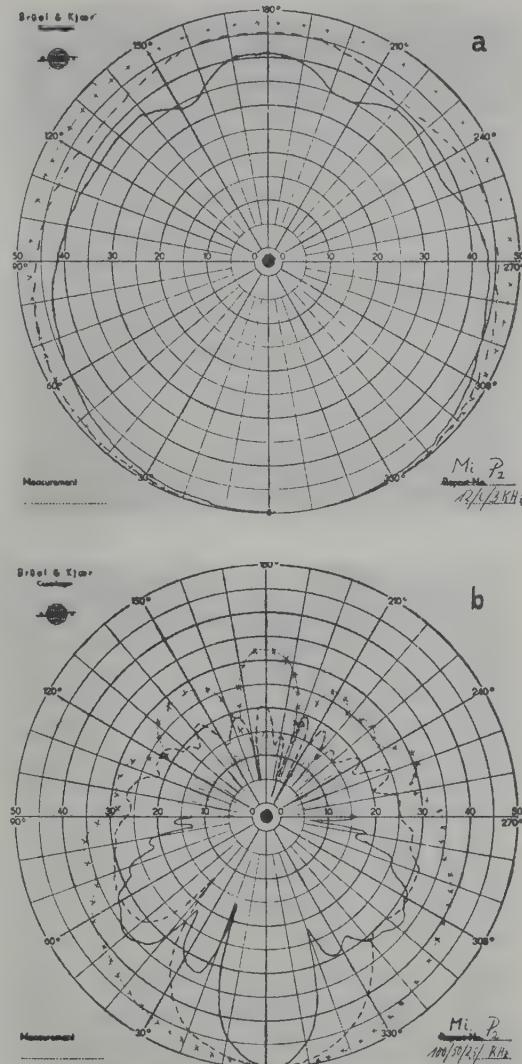


Fig. 15. Directional characteristics of a condenser microphone with solid dielectric recorded with a polar diagram level recorder.

\times (a) 3 kc/s (b) 25 kc/s

$-$ (a) 6 kc/s (b) 50 kc/s

$-$ (a) 12 kc/s (b) 100 kc/s

The separation between two neighbouring concentric circles corresponds to 5 dB.

plates can lead to a damage of the foils which likewise increases the noise voltage. Therefore, the rails between the grooves of the back plate have always been polished.

The equivalent noise sound pressure⁷ of microphones for ultrasonics is of course greater than

⁷ The equivalent noise sound pressure ("Ersatzschalldruck") is the sound pressure causing an electromotive force equal to the noise voltage of the microphone. It is thus the ratio between the noise voltage and the sensitivity of the microphone.

that of condenser microphones for the audio-frequency range due to the wider frequency band. It is therefore recommended to use band pass filters when making measurements within only small portions of the ultrasonic range. With the reciprocity calibrations described below resonant amplifiers have always been used.

e) Aptitude of different foils

As has been already mentioned, industry produces only a few sorts of very thin foils which can be used as diaphragms for condenser microphones with solid dielectric. Substantially, the following three types of foils have been used.

	thickness	metallised with
Vinifol (polyvinyl-chloride)	14 μm	tin
Polyethylene	12.5 μm	zinc-cadmium alloy
Styroflex (polystyrene)	10 μm	silver or aluminium
Microphones with diaphragms of Vinifol exhibited a temporal inconstancy of the sensitivity. Variations of 14 dB occurred in the course of three months. Microphones with diaphragms of Styroflex showed the best constancy. Microphones with foils of polyethylene have the disadvantage of not working linearly as transmitters (see also section 2). For this reason they cannot be used as reversible transducers in reciprocity calibrations. Furthermore, the conductivity of the zinc-cadmium layer decreases due to oxidation by the air within some months.		

f) Absolute calibration of the microphones

The measurement of the time-dependent sensitivities of microphones postulates that the inherent inaccuracies are small compared to the fluctuations of the sensitivities. Because one could not be sure that the sensitivity of one microphone remained constant, the idea of comparison measurements with a microphone supposed to be time-independent has been abandoned. All calibrations have therefore been performed according to the reciprocity method [10], [11] in a free sound field⁸.

As measuring room an anechoic chamber of $1.52 \times 0.85 \times 0.82 \text{ m}^3$, the walls of which are lined with 7 cm wedges of wood fibre material, has been used (Fig. 16). The amplitude reflection coefficient of the walls for perpendicular incidence is 10% at 1.7 kc/s. At higher frequencies it further decreases.

⁸ Dipl. Phys. Ch. K. PRILL, Dipl. Phys. R. THIELE, and cand. phys. H. J. RADEMACHER temporarily participated in these calibrations.

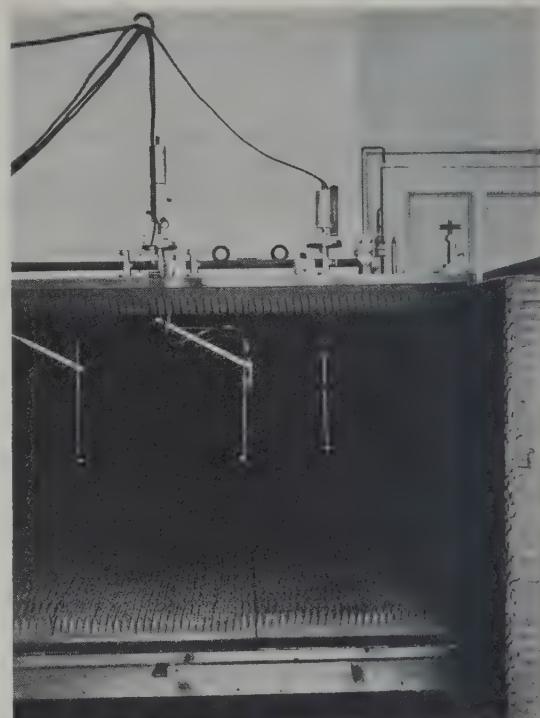


Fig. 16. Anechoic box in which the calibrations in a free sound field according to the reciprocity method have been performed.

When making calibrations according to the reciprocity method two microphones can be calibrated at the same time. One of the systems must be a reversible transducer, however. First the open circuit voltage U_1 of the microphone to be used as the reversible transducer is measured in the sound field of the transmitter to be seen in the left-hand part of Fig. 16. Then the microphone in the right-hand corner of the figure is brought to the place of the reversible system by means of one of the swivel arms to which all systems are fastened. There the open circuit voltage U_2 of the microphone is measured. Finally, the reversible system is swivelled to the left to be used as the transmitter. The open circuit voltage U_3 and the transmitter current are measured, the latter by means of the voltage U_R build up across a small auxiliary resistor R .

From these four voltages U_i , the resistance R , and the distance r between the reversible system operating as transmitter and the microphone, the open circuit sensitivities of the two microphones can be calculated taking into account the sound absorption in air:

$$M_{\text{rev. syst.}} = 10^{-\frac{7}{2}} \left(\frac{2rR}{\rho f} \frac{U_1 U_3}{U_2 U_R} \right)^{\frac{1}{2}} e^{+\alpha(f)r}, \quad (\text{V}/\mu\text{b})$$

$$M_{mi} = 10^{-\frac{7}{2}} \left(\frac{2rR}{\varrho f} \frac{U_2 U_3}{U_1 U_R} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\alpha(f)r} \quad (\text{V}/\mu\text{b})$$

f = frequency, ϱ = specific density of the air, $\alpha(f)$ = absorption coefficient of the air related to the sound pressure.

All voltages are given in dB referred to a constant value measured at a certain frequency. The sensitivities of the microphones are given in dB related to 1 V/ μ b:

$$20 \log M_{rev. syst.} = C(f) + \frac{1}{2} (20 \log U_1 + 20 \log U_3 - 20 \log U_2 - 20 \log U_R)$$

$$20 \log M_{mi} = C(f) + \frac{1}{2} (20 \log U_2 + 20 \log U_3 - 20 \log U_1 - 20 \log U_R)$$

Here, C is frequency dependent:

$$C(f) = 10 \log 2rR/\varrho f - 70 + 0.434 \cdot \alpha(f)r.$$

The distance between the reversible system working as transmitter and the microphone has been chosen as 458 mm, after the dependence of the sound pressure on the distance from the transmitter had been measured (see the "car" running on the cover of the box, Fig. 16). For this distance, the sound field can be regarded for all frequencies (above 3 kc/s) as the far-field of the transmitter. Furthermore, no standing waves between the transmitter and the microphone could be detected.

The open circuit voltage of the microphones are amplified by two pre-amplifiers (at the end of the swivel arms on top of the room, Fig. 16) and then applied to the input of a resonant amplifier [12]. They are being measured by comparison with an auxiliary voltage, which is fed into the microphone circuit at the end of the supporting rod via the 600 ohms output terminals of a calibrated attenuator connected in series with the microphone.

The voltage drop U_R across the resistance $R \approx 20$ ohms of the transmitter current of the reversible system is measured by applying another auxiliary voltage to the input terminals of the resonant amplifier.

In the ultrasonic range the sound absorption in air must be taken into account when making the calibrations. Unfortunately, its dependence on humidity has been systematically measured only in the audio-frequency range (KNUDSEN [13]). For an absolute humidity of 0.84 % by weight and for dry air, SIVIAN [14] measured the absorption in a frequency range from 15...500 kc/s. In addition, RUDNICK and STEIN [10] have measured the absorption at 50, 70, and 90 kc/s at approximately 0.5 % by weight humidity.

The reciprocity calibrations have been carried out at humidities between 0.7 and 1.1 % by weight. In order to find out the influence on the calibration caused by these variations, special measurements have been conducted in the frequency range from 20 to 100 kc/s at 0.72 and 1.04 % by weight humidity.

From these measurements it could be concluded that in the ultrasonic region below 50 kc/s the absorption at 0.72 % by weight humidity is greater than at 1.04 % by weight (in agreement with KNUDSEN). Above 50 kc/s things are reversed. With the two degrees of humidity mentioned here the difference in absorption is always smaller than 0.3 dB at a calibration distance of 458 mm. Therefore, mean values of the sound absorption have been introduced because of the lack of knowledge concerning the dependence of the sound absorption on humidity and frequency.

The corrections, $20 \cdot 0.434 \cdot \alpha(f) \cdot 0.458$ dB, $\alpha(f)$ in m^{-1} , to be applied to the correction term of $C(f)$ are:

kc/s	10	12	15	20	25	30	35	40
dB	0	+0.1	+0.1	+0.2	+0.3	+0.3	+0.5	+0.6
kc/s	45	50	55	60	70	80	90	100
dB	+0.7	+0.8	+1.0	+1.1	+1.1	+1.1	+1.3	+1.6

The largest inaccuracy of the calibration caused by this simplification is ± 0.2 dB.

A very careful estimate has been made concerning the accuracy of the calibrations. This will not be treated here in detail, however. The inaccuracy of the measurement of the three electromotive forces U_i and of the transmitter current of the reversible system, the inaccuracy of the determination of the resistance R , the inaccuracy of the frequency, of the sound absorption in air, and of the dc-bias of the microphones has been taken into account. Moreover, a possible error due to the discrepancy between the acoustical centre of the spherical sound field of the reversible system operating as transmitter and the surface of its diaphragm has been found.

Variations of the calibration of ± 0.8 dB can be explained by this estimate without assuming that the sensitivity of the microphone had actually changed. The practical variations are smaller because some errors will always compensate. This is also confirmed by the variation of the calibrations of the microphones A_3 and E_2 of less than ± 0.7 dB or 0.5 dB, respectively, within four or seven months (Fig. 13). These variations may include actual fluctuation of the sensitivity of the microphones.

The absolute values of the calibrations contain an additional systematic error of ± 0.3 dB.

Comparison measurements in the lower frequency range up to 20 kc/s at the "Physikalisch-Technische Bundesanstalt"⁹ show that the absolute values of the calibrations at low frequencies are good. They agree quite well with our own measurements as can be seen from the circles in Fig. 13.

The authors wish to thank Prof. Dr. E. MEYER for his permanent interest in this work and his many valuable advices.

The work described in this report was carried out under arrangements with the Department of Scientific and Industrial Research, London, whose assistance and interest are gratefully acknowledged. It is published with the permission of the Department.

(Received 1st December, 1953.)

⁹ Performed by Dr. MRASS and Dipl. Ing. HÜCKING of the PTB, to whom the authors want to express their thankfulness.

References

- [1] McLACHLAN, N. W., Loudspeakers. Clarendon Press, Oxford 1934.
- [2] SELL, H., Eine neue Methode zur Umwandlung mechanischer Schwingungen in elektrische und umgekehrt. Z. techn. Phys. **18** [1937], 3.
- [3] KUHL, W., Development and absolute calibration of condenser microphones with solid dielectrics for ultrasonics. Dept. of Scient. and Industrial Research, Sponsored Research (Germany), Report Nr. 5, Series B.
- [4] KUHL, W., Kondensator-Hochton-Lautsprecher und Kondensator-Mikrophone mit festem Dielektrikum. Acustica **4** [1954], 82.
- [5] HAAS, H., Ein elektrostatischer Hochton-Lautsprecher zur Klangverbesserung moderner Rundfunkempfänger. Funkschau **24** [1952], H. 2, 23.
- [6] KUHL, W., On the directivity of spherical microphones. Acustica **2** [1952], 226.
- [7] PRITCHARD, R. L., The directivity of spherical microphones. Acustica **3** [1953], 359.
- [8] GROSSKOPF, H., Neue Kondensatormikrophone für Rundfunkstudios. FTZ **4** [1951], 398.
- [9] KALUSCHE, H., Ein Kondensatormikrophon mit Netzanschluß. ETZ **71** [1950], 523.
- [10] SPANDÖCK, F., Ein Netzanschluß-Kondensatormikrophon für hochwertige Schallübertragung. Siemens Z. **25** [1951], 153.
- [11] RUDNICK, I. and STEIN, M. N., Reciprocity free field calibration of microphones to 100 kc in air. J. acoust. Soc. Amer. **20** [1948], 818.
- [12] BALLANTINE, S., Reciprocity in electromagnetic, mechanical, acoustical, and interconnected systems. Proc. Inst. Radio Engrs. **17** [1929], 929.
- [13] MCLEAN, W. R., Absolute measurement of sound without a primary standard. J. acoust. Soc. Amer. **12** [1949], 140.
- [14] COOK, R. W., Absolute pressure calibration of microphones. J. acoust. Soc. Amer. **12** [1941], 415.
- [15] FOLDY, L. L. and PRIMAKOFF, H., A general theory of passive linear electro-acoustic transducers and the electro-acoustic reciprocity theorem. J. acoust. Soc. Amer. **17** [1945], 109 and **19** [1947], 50.
- [16] FEHER, K. and KURTZE, G., Selektiver Tonfrequenzverstärker nach dem RC-Prinzip. Frequenz **4** [1950], 72.
- [17] KNUDSEN, V. O., The absorption of sound in gases. J. acoust. Soc. Amer. **6** [1935], 199.
- [18] SIVIAN, L. J., High frequency absorption in air and other gases. J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 914.

UNTERSUCHUNGEN AN FERRITEN AUF IHRE EIGNUNG ALS FLÜSSIGKEITSSCHALLWANDLER

von H. THIEDE

Atlas-Werke AG., Bremen

Zusammenfassung

Zunächst wird betrachtet, welche Aufgaben man sinnvoll einem magnetostriktiven Wandler stellt und welche Messungen zur Beurteilung der Brauchbarkeit des Materials für diesen Zweck erforderlich sind. Es werden Meßwerte an verschiedenen Ferritproben mitgeteilt. Sie zeigen, daß derartige Materialien als Flüssigkeitsschallwandler durchaus geeignet sein können. Ihre Eigenschaften werden diskutiert.

Summary

The uses to which a magnetostrictive transducer may reasonably be put and the measurements necessary to judge the usefulness of the material for this purpose are examined. Test results obtained from various ferrite samples are given showing that such materials may be eminently suitable for transducers in liquids. Their properties are discussed.

Sommaire

On examine tout d'abord les fonctions à remplir par un transducteur à magnétostriction, et les mesures nécessaires pour juger si un matériau peut être employé à cet effet. On donne les résultats de mesures sur différents échantillons de ferrite: des matériaux de ce genre peuvent très bien convenir pour les transducteurs acoustiques dans les liquides. On en discute les propriétés.

In letzter Zeit ist mehrfach auf die magnetostruktiven Eigenschaften der Ferrite hingewiesen worden, und ihre verschiedenen magnetostriktiven Konstanten sind ausführlich untersucht worden [1], [2], [3]; so sind ihre Spannungsempfindlichkeit und ihr magneto-mechanischer Kopp lungskoeffizient von VAN DER BURG bestimmt worden, der zeigte, daß diese in derselben Größenordnung liegen wie die gebräuchlicher metallischer magnetostriktiver Werkstoffe und daß die Ferrite bis zu Ultraschallfrequenzen sehr niedrige Verluste und sehr hohe mechanische Q -Werte aufweisen. Während sich die genannten Arbeiten vorwiegend mit der Eignung der Ferrite als mechanische Steuerorgane für elektrische Schwingkreise und ihrer Eignung als Torsions schwinger befassen, beschäftigt sich die vorliegende Untersuchung mit der Frage, ob Ferrite als Flüssigkeitsschallwandler geeignet sind.

An Flüssigkeitsschallwandler werden im allgemeinen zwei Aufgaben gestellt; erstens verwendet man sie als Breitbandempfänger, zweitens als Resonanzschallwandler, wobei man sie als Schallgeber oder -empfänger mit gutem Wirkungsgrad haben möchte. Auf Grund ihres Wandlersetzes [4] eignen sich magnetostriktive Wandler nicht als Breitbandempfänger, weil die Empfangsspannung bei Frequenzen oberhalb und unterhalb der mechanischen Eigenresonanz vom Schalldruck P oligendermaßen frequenzabhängig ist*:

$$U_{\text{tief}} = C_1 \omega P, \quad U_{\text{hoch}} = C_2 P/\omega.$$

Da sich für diese Aufgabe bekanntlich die piezoelektrischen und die elektrischen Wandler unterhalb ihrer Eigenresonanz eignen, weil bei ihnen $U_{\text{tief}} = CP$ frequenzunabhängig ist, wird man für normale Fälle magnetostriktive Wandler hierfür nicht heranziehen.

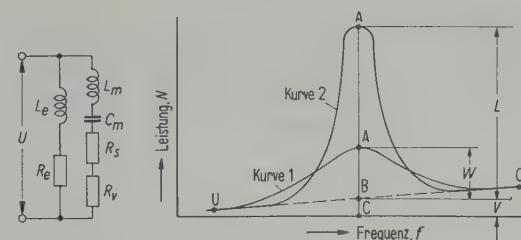
Die Untersuchungen erstrecken sich daher auf die Feststellung, ob Ferrite sich als Resonanz wandler mit gutem Wirkungsgrad in Flüssigkeiten betreiben lassen. Als Luftschallwandler kommen sie ihrer Natur nach nicht in Frage, es sei denn für Spezialzwecke.

Anhand des Ersatzschaltbildes (Abb. 1) für magnetostriktive Wandler soll betrachtet werden, wie man zweckmäßig Untersuchungen an derartigen Wählern durchführt.

Der elektrisch-mechanische Wirkungsgrad in der mechanischen Resonanzfrequenz ist bei ver nachlässigbarem Zuleitungswiderstand [5]:

$$\eta_{em} = \frac{1}{1 + \frac{R_e R_v}{R_{sch}^2}}, \quad (1)$$

* Zusammenstellung der Bezeichnungen am Schluß der Arbeit.



Ersatzschalt bild eines magnetostriktiven Schallwandlers.

Resonanzkurven von Wasserschallwandlern; Kurve 1: beim Betrieb mit Strahlungswider stand, Kurve 2: beim Betrieb ohne Strahlungswider stand.

Mechanische Leistung	$\frac{U^2}{R_v + R_s} = N_m$ (mit Strahlungswider stand) bzw. $\frac{U^2}{R_v} = N'_m$ (ohne Strahlungswider stand)
Elektrische Leistung	$\frac{U^2 R_e}{R_e^2 + (\omega L)^2} = \frac{U^2 R_e}{R_{sch}^2} = N_e$
Wirkungsgrad elektrisch-mechanisch	$\eta_{em} = \frac{N_m}{N_m + N_e} = \frac{1}{1 + \frac{R_e (R_s + R_v)}{R_{sch}^2}}$ $= \frac{W}{W + V}$ (mit Strahlungswider stand) $\eta'_{em} = \frac{N'_m}{N'_m + N_e} = \frac{1}{1 + \frac{R_e R_v}{R_{sch}^2}} = \frac{L}{L + V}$ (ohne Strahlungswider stand)
Wirkungsgrad mechanisch-akustisch	$\eta_{ma} = \frac{R_s}{R_s + R_v} = \frac{\eta'_{em} - \eta_{em}}{\eta'_{em} - \eta_{em} \eta_{em}}$
Wirkungsgrad elektrisch-akustisch	$\eta_{ea} = \eta_{ma} \eta_{em}$ $= \frac{R_s}{R_s + R_v} \frac{1}{1 + \frac{R_e (R_s + R_v)}{R_{sch}^2}} = \frac{1 - \frac{W}{L}}{1 + \frac{V}{W}}$

Abb. 1. Ersatzschaltbild des magnetostriktiven Wandlers und Wirkungsgradbestimmung.

$$\text{bzw. } \eta'_{em} = \frac{1}{1 + \frac{R_e R_v}{R_{sch}^2}}. \quad (1a)$$

Der mechanisch-akustische Wirkungsgrad ist

$$\eta_{ma} = \frac{R_s}{R_0} = \frac{\eta'_{em} - \eta_{em}}{\eta'_{em} - \eta_{em} \eta'_{em}} = \frac{d - d_v}{d}.$$

Der Gesamtwirkungsgrad ist $\eta_{ea} = \eta_{em} \eta_{ma}$.

Meßtechnisch sind die Dämpfungswerte d und d_v zur Bestimmung des Resonanzwirkungsgrades nicht erforderlich, sondern es genügen die Werte η_{em} und η'_{em} , denn die Dämpfungsmessung enthält

noch Aussagen über den Wert $\omega_0 L_m = 1/\omega_0 C_m$. Mit deren Kenntnis kann man noch zusätzlich Aussagen über den Verlauf des Wirkungsgrades in Abhängigkeit von der Frequenz machen. Wie man leicht nachrechnet, ist nämlich

$$\eta_{ea}(\omega) = \eta_{ea}(\omega_0) \times \frac{1}{\eta_{em}(\omega_0) + [1 - \eta_{em}(\omega_0)] \left[1 + \frac{1}{d^2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right]} \quad (3)$$

Da bei dieser Untersuchung nur der Resonanzwirkungsgrad zur Beurteilung herangezogen wird, sind nur die Werte η_{em} und η'_{em} gemessen und daraus η_{ea} bestimmt.

η'_{em} ist ein den Wandler typisch kennzeichnender Wert. Bei dem magnetostruktiven Wandler ist er von der Polarisierung abhängig (Abb. 4). Man hat sonst [6] die Abhängigkeit der Dämpfung d_v von der Polarisierung untersucht. Das gestattet jedoch noch keine so umfassenden Aussagen über den möglichen Gesamtwirkungsgrad wie die von η'_{em} , weil sie nur Aussagen über den Verlustanteil am mechanischen Reibungswiderstand R_v gibt, während η'_{em} eine zusammenfassende Aussage über die mechanischen und elektrischen Verluste in R_v und R_e enthält.

Bei Kenntnis von η'_{em} kann man feststellen [5], daß η_{ea} höchstens

$$2 \frac{1 - \sqrt{1 - \eta'_{em}}}{\eta'_{em}} - 1$$

werden kann.

Abb. 2 zeigt, welche Optimalwerte η_{ea} bei gegebenem η'_{em} erreichen kann. In Abb. 2 ist

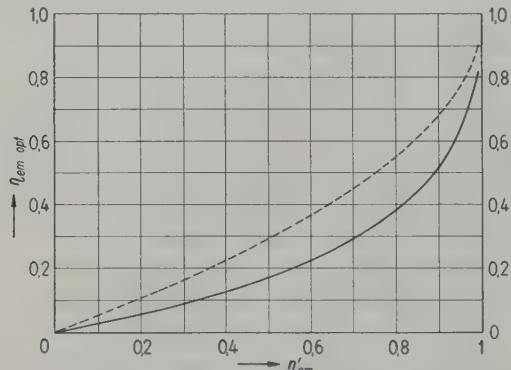


Abb. 2. Optimal erreichbarer elektrisch-mechanischer Wirkungsgrad η_{em} und Gesamtwirkungsgrad η_{ea} in Abhängigkeit von η'_{em} .

$$\eta_{em\,opt} = 1 - \sqrt{1 - \eta'_{em}},$$

$$\eta_{ea\,opt} = 2 \frac{1 - \sqrt{1 - \eta'_{em}}}{\eta'_{em}} - 1;$$

$$\text{--- } \eta_{em\,opt} = f(\eta'_{em}),$$

$$\text{— } \eta_{ea\,opt} = f'(\eta'_{em}).$$

gleichzeitig der zugehörige Optimalwert $\eta_{em\,opt} = 1 - \sqrt{1 - \eta'_{em}}$ eingetragen.

Die Untersuchung erstreckt sich nun darauf, ob man mit Ferriten den ihrem η'_{em} -Wert entsprechenden Optimalwert $\eta_{ea\,opt}$ erreichen kann.

Erreicht man den Wert $\eta_{ea\,opt}$ nicht, so bestehen zwei Möglichkeiten; entweder ist

$$\eta_{em} > \eta_{em\,opt} \quad \text{oder} \quad \eta_{em} < \eta_{em\,opt}.$$

Es soll überlegt werden, unter welchen Bedingungen diese beiden Fälle eintreten. Bei gegebener Profilform des magnetostruktiven Wandlers ist bei konstanter Polarisierung η'_{em} ein von der Größe des Schwingers unabhängiger Wert, denn nach Gl. (1a) hängt η'_{em} nur von $R_e R_v / R_{sch}^2$ ab. R_e , $R_{sch} = \sqrt{R_e^2 + (\omega L_e)^2}$ und R_v sind aber alle dem Volumen bzw. der umschlossenen Fläche und damit der Strahlfäche proportional, so daß η'_{em} von der Schwingergroße unabhängig ist. Dagegen ist

$$\eta_{em} = \frac{1}{1 + \frac{R_e(R_v + R_s)}{R_{sch}^2}}$$

nur für genügend große Strahlfächen ein von der Schwingergroße unabhängiger Wert; denn nur dann ist $r_s = \rho c F$ (Schallwiderstand mal Strahlfäche) der abstrahlenden Fläche proportional.

Für kleinere abstrahlende Flächen (Abmessungen $\ll \lambda$) ist $r_s = \rho c \alpha F$, wobei $\alpha < 1$ ein Beiwert des Strahlungswiderstandes ist, den man nach bekannten Gesetzen [7] errechnen kann.

Bei sehr kleinen abstrahlenden Flächen, wo also $\alpha < 1$ ist, wird η_{em} größer als bei Schwiegern mit großer Strahlfäche. Dann kann — das ist eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung — $\eta_{em} > \eta_{em\,opt}$ werden. Das ist anschaulich ohne weiteres verständlich, weil ein Schwingen mit zu kleiner abstrahlender Fläche in Resonanz sich zu größeren Amplituden „aufschaukelt“ als ein solcher mit genügend großer.

Ist — insbesondere bei genügend großer Strahlfäche $\eta_{em} < \eta_{em\,opt}$, so bedeutet das, daß $R_s > R_{s\,opt} = R_v / \sqrt{1 - \eta'_{em}}$ ist. Ein großes R_s bedeutet doch, daß durch den Kreis $L_m C_m R_s R_v$ in Abb. 1 nur wenig Strom fließt, so daß $\eta_{em} = N_{mech} / (N_{mech} + N_{el})$ klein wird. Nun ist

$$R_s = r_s \left(\frac{\omega}{A_m} \right)^2 = \rho c F \left(\frac{\omega}{A_m} \right)^2. \quad (2)$$

Infolgedessen bedeutet ein großes R_s , daß A_m klein wird, d. h. der magnetostruktive Wandlermodul A_m — das ist das Verhältnis der Kraft zum magnetischen Fluß — ist zu klein, um dem Wandler genügend Kraft zur Überwindung der akustischen Abbremsung in der Flüssigkeit zu

geben. Nur wenn die Kraft, die durch den magnetischen Fluß erregt wird, hinreichend groß zur Überwindung der akustischen Abbremsung ist, kann R_s den Wert $R_{s\text{opt}}$ bzw. η_{em} den Wert $\eta_{em\text{opt}}$ annehmen.

Die Messungen an Ferriten zeigen nämlich, daß einzelne Sorten außerordentlich hohe η' -Werte ergeben, worauf ja auch die Arbeiten von SIXTUS [1] und v. d. BURGT [2] hindeuten, so daß man ein hohes $\eta_{ea\text{opt}}$ erwartet, daß sich diese Erwartung jedoch bei vielen Ferriten nicht erfüllt. Sobald solche Schwingen in Wasser gebracht werden, werden sie nahezu völlig abgebremst, und η_{em} bleibt weit unter dem Wert $\eta_{em\text{opt}}$. Man sieht, daß ein hoher Wert η'_{em} zwar eine notwendige, aber noch nicht eine hinreichende Bedingung für ein gutes η_{ea} ist, so daß sich die Untersuchung noch darauf erstrecken muß, ob auch der Wandlermodul genügend groß ist. Ein in Luft schwingender Ferritkörper hat praktisch keine Strahlungsdämpfung und kann sich selbst bei schwachem Modul sehr weit „aufschaukeln“. Solche Schwingen können als Steuerorgane für elektrische Schwingkreise geeignet sein, weil sie ein hohes Q haben. Als Flüssigkeitsschallwandler können sie aber trotzdem versagen.

Bei diesen Untersuchungen wurden alle Ferritproben, die im Wasser praktisch abgebremst wurden — das waren rund $\frac{3}{4}$ aller Proben — zur Auswertung nicht herangezogen, obwohl sie teilweise recht hohe η'_{em} Werte hatten.

Für die Messungen wurden zunächst Ferritmaterialien¹ genommen, die in Form von U-

Kernen vorlagen. Je zwei solcher Kerne wurden nach Abb. 3 mit Araldit zusammengekittet und bewickelt, so daß ein zweiseitig abstrahlender Schwingen entstand. Die Abmessungen betrugen: Länge ca. 6 cm, Breite ca. 1,4 cm, die U-Ansätze hatten ca. 1,5 cm Höhe, die gesamte akustische Strahlfläche betrug 8...9 cm².

Diese Wandler wurden zu Longitudinalschwingungen angeregt. Nach den ersten Probeuntersuchungen wurden die Schwingen durch Kompletschnitte gleicher Form ersetzt.

Die Meßwerte sind in Abb. 4 und in der Tabelle I wiedergegeben. Die einzelnen Materialien sind mit Kennziffern versehen, die vom Herstellerwerk eingraviert waren. Es handelt sich um Nickel-Zink-Ferrite, über deren genaue Zusam-

mensetzung sowie über typische Kennzeichen der Herstellung, wie Brenntemperatur, Brandführung usw., im Rahmen dieser akustischen Betrachtung zunächst noch keine näheren Angaben gemacht werden können.

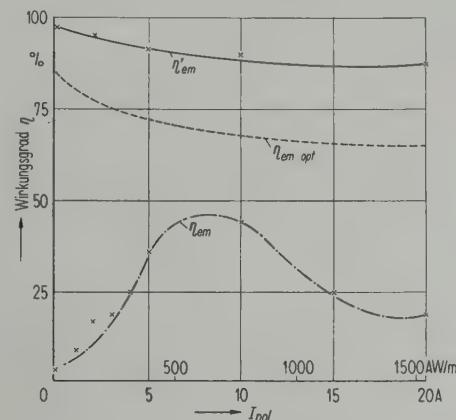


Abb. 4. Beispiel für die Abhängigkeit der Werte η_{em} und η'_{em} von der Gleichstrompolarisation. Vergleichsweise ist der Wert $\eta_{em\text{opt}}$ gestrichelt eingezeichnet; Material: 621 G 7 T4.

Die Untersuchungen zeigen, daß sich Ferrite bei geeigneter Wahl der Ausgangsmaterialien durchaus zur Herstellung magnetostriktiver Flüssigkeitsschallwandler eignen. Als gesinterte Metalloxyde sind sie weitgehend korrosionsbeständig, vor allem im Wasser, ja sogar im Seewasser. Es lassen sich Gesamtwirkungsgrade erreichen, die ebenso hoch, vielleicht teilweise noch etwas besser, als die der bekannten Nickelschwingen sind. Die Herstellung der Ferrite ist einfach und bereitet keine besonderen Schwierigkeiten. Man kann mit ihnen beliebige Formen herstellen. Sie haben aber auch gegenüber den Nickelschwingern noch einige Nachteile, die bei einer Weiterentwicklung zu überwinden bzw. einzuschränken sind.

Ferrite verhalten sich gemäß ihrem Herstellungsverfahren ähnlich wie keramische Materialien und sind nicht so robust wie Metalle. Einige Schwingenproben — und gerade solche, die besonders gut schwangen — zersprangen bei Aufnahme der Resonanzkurve, eine Probe sogar unter Wasser. Dabei erfolgte die Anregung mit relativ geringen Leistungen, die noch keine Erwärmung der Proben zeigten.

Ferrite, die als Sender einen brauchbaren Wirkungsgrad haben, brauchen als Empfänger keine besondere Polarisation. Wie bei den bekannten Nickelschwingen reicht hier das remanente Feld aus.

Die Herstellungstechnik der Ferrite muß aber berücksichtigen lernen, bei gleichen Materialien

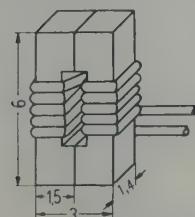


Abb. 3. Magnetostriktiver Ferritschwingen.

¹ Diese Materialien wurden freundlicherweise von den Dralowid-Werken in Porz am Rhein zur Verfügung gestellt.

und gleicher Formgebung auch gleiche Eigenfrequenzen zu erzielen. Bislang hat man bei den Ferriten nur auf die elektrischen Eigenschaften geachtet. Für akustische Zwecke müssen die Materialien aber auch gleichmäßige elastische Eigenschaften haben.

Resonanzwirkungsgrades wichtig sind. Die Ausrechnung der Werte R_e , R_v , R_s , L_e , L_m oder die von A_m bzw. d , die zwar aus den Messungen möglich ist, bringt für die Aufgabe nichts Typisches und ist daher nicht wiedergegeben.

(Eingegangen am 9. Februar 1954.)

Tabelle I

Material	η'_{em}	η_{em}	$\eta_{em\ opt}$	η_{ea}	$\eta_{ea\ opt}$	Resonanzfrequenz kHz	I_{pol} AW/m	Bemerkungen
	%	%	%	%	%			
529 11T6	97,5	32	84	31,5	71	45,5	1100	
529 G7T4	97,5	40	84	39	71	38,2	1250	aus U-Kernen geklebt
621 G8T4	88	37	65	34	48	48,5	1400	
621 G7T4	90	44	68	40	51	42,6	750	{ Komplett- / schnitt
621 G9T6	82	46	57,5	37,5	40	42,7	750	
894 G8T6	94	—	—	—	—	34,3	800	bei Aufnahme der Resonanzkurve gesprungen
894 G1/9T6	—	50	—	—	—	36,6	800	bei Aufnahme der Resonanzkurve gesprungen
894 G10T4	95	45	77,5	43	63	35,6	800	Komplettschnitt

Eine Untersuchung über die Frequenzabhängigkeit der Wirkungsgrade konnte mit den vorliegenden Proben noch nicht durchgeführt werden. Im einzelnen zeigt Tabelle I die gemessenen Wirkungsgrade mit dazugehörigen Resonanzfrequenzen. Dabei sind nur die Materialien berücksichtigt, die nennenswerte Wirkungsgrade zeigten. Die angegebenen Wirkungsgradwerte sind die, die man bestenfalls erreichen konnte. Der jeweilige Polarisationsstrom ist mit angegeben.

Vergleichsweise sind die $\eta_{ea\ opt}$ -Werte in Tabelle I eingetragen, die man günstigstenfalls auf Grund der η' -Werte erwarten konnte. Abb. 4 zeigt die Abhängigkeit der Werte η'_{em} und η_{em} vom Polarisationsstrom als typisches Beispiel der Ferrite, die sich als Flüssigkeitsschallwandler eignen. Abb. 5 zeigt die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom Polarisationsstrom.

Da Ferrite als magnetostruktive Wandler sinnvoll nur als Resonanzwandler eingesetzt werden können und man diese zweckmäßig vom Standpunkt des Resonanzwirkungsgrades her betrachtet, beschränkt sich diese Untersuchung auf die Mitteilung der Werte, die zur Beurteilung des

Verwendete Bezeichnungen

η_{em} = elektrisch-mechanischer Wirkungsgrad beim Arbeiten mit Strahlungswiderstand in Flüssigkeiten;

η'_{em} = elektrisch-mechanischer Wirkungsgrad beim Arbeiten ohne Strahlungswiderstand;

η_{ma} = mechanisch-acustischer Wirkungsgrad

$$\left(\eta_{ma} = \frac{\eta'_{em} - \eta_{em}}{\eta'_{em} - \eta_{em} \eta'_{em}} \right);$$

η_{ea} = $\eta_{em} \eta_{ma}$ = Gesamtwirkungsgrad;

R_e = elektrischer Verlustwiderstand des magnetostruktiven Wandlers (siehe Abb. 1);

L_e = elektrische Induktivität des magnetostruktiven Wandlers;

$R_{sch}^2 = R_e^2 + (\omega L_e)^2$;

A_m = Modul des magnetostruktiven Wandlers (Kraft/magn. Fluß);

R_v = $r_v \cdot (\omega / A_m)^2$ = Wert des mechanischen Reibungswiderstandes r_v im Ersatzschaltbild (Abb. 1);

R_s = $r_s \cdot (\omega / A_m)^2$ = Wert des Strahlungswiderstandes r_s ;

R_0 = $R_v + R_s$;

L_m = $m \cdot (\omega / A_m)^2$ = Wert der Masse m ;

C_m = $c \cdot (A_m / \omega)^2$ = Wert der Nachgiebigkeit c ;

ω = Kreisfrequenz;

ω_0 = Kreisfrequenz der mechanischen Eigenresonanz;

d = $R_0 / \omega_0 L_m$ = Dämpfung beim Arbeiten mit Strahlungswiderstand;

d_v = $R_v / \omega_0 L_m$ = Dämpfung beim Arbeiten ohne Strahlungswiderstand.

Schrifttum

[1] SIXTUS, K., Frequenz 5 [1951], 335-339.

[2] v. D. BURGT, C. M., Philips Res. Rep. 8 [1953], 91-132.

[3] ROBERTS, W. V. B., RCA Rev. 41 [1953], 3-16.

[4] HECHT, H., Die elektroakustischen Wandler. Verlag J. A. Barth, Leipzig 1951.

[5] THIEDE, H., Acustica 3 [1953], Beiheft 3, 449-451.

[6] STEINKAMP, G., Acustica 3 [1953], 399-404.

[7] FISCHER, F. und LICHTE, H., Tonfilm. S. Hirzel Verlag, Leipzig 1931, S. 117.

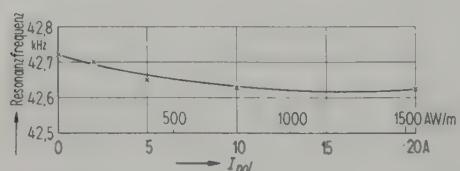


Abb. 5. Beispiel für die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom Polarisationsstrom; Material: 621 G7T4.

ACOUSTIC METHODS OF MEASURING RELAXATION SPECTRA IN SOLIDS

by E. G. RICHARDSON

King's College, Newcastle-on-Tyne, England

Summary

Methods of measuring (1) decrement (2) breadth of resonance peak (3) loss angle by observations at (a) varying frequencies (b) varying temperatures. Propagation of (a) transverse (b) torsional (c) longitudinal waves in lengthy specimens, at infrasonic, audio and ultrasonic frequencies. Sorting out imaginary and real parts of propagation constants. Prediction of relaxation spectra. Explanation in terms of visco-elastic models.

Sommaire

Méthode de mesure: (1) du décrément (2), de la largeur de la pointe de résonance (3), de l'angle de pertes, au moyen d'observations faites: (a) à différentes fréquences, (b) à différentes températures. Propagation d'ondes: (a) transversales, (b) de torsion, (c) longitudinales, dans des éprouvettes longues, aux fréquences infrasonores, sonores et ultrasonores. Séparation des parties imaginaire et réelle des constantes de propagation. Prédiction du spectre de relaxation. Interprétation au moyen d'un modèle visqueux-élastique.

Zusammenfassung

Es werden Methoden zur Messung des Dekrements (1), der Halbwertsbreite (2) und des Verlustwinkels (3) als Funktion der Frequenz (a) und der Temperatur (b) beschrieben. Die Ausbreitung von Transversal- (a), Torsions- (b) und Longitudinalwellen (c) in stabförmigen Probestücken bei Frequenzen unterhalb des Hörbereichs, im Hörbereich und im Ultraschallbereich wird diskutiert. Die Imaginär- und Realteile der Ausbreitungskonstanten werden bestimmt und daraus das Relaxationsspektrum berechnet. Es wird eine Erklärung an Hand visko-elastischer Modelle gegeben.

1. Introduction and theory

The idea behind most of our present-day explanations of the behaviour under stress of solid and quasi-solid bodies stems from MAXWELL [1] who expressed the rate of strain of a substance in two terms, one proportional to and in phase with the stress and one in phase with the rate of stress. In modern symbols

$$\dot{s} = \frac{\dot{\sigma}}{k} + \frac{\sigma}{\eta}, \quad (1)$$

k being an elastic and η a viscous coefficient. Such a material is known as visco-elastic. When there is merely a restoring force proportional to displacement, $s = \sigma/k + \text{constant}$ and the material is purely elastic; when the equation reduces to $\sigma = \eta \dot{s}$, it is purely viscous and a similar equation will hold if the stress is kept constant during a plastic deformation.

In solids σ would be a stress function expressible as a Fourier series but in practice three types of stress function are used, viz., (1) a stress is suddenly applied and held constant or as suddenly removed (or sometimes the stress is so applied as to keep the strain constant), (2) a

simple harmonic varying stress is maintained, (3) a pulse of stress or "shock" acts on the body.

As we are to discuss acoustic effects, it is primarily the second kind with which we are concerned but since the continual "load-on, load-off" type of stress, which may be regarded as a reiteration of type (1) or (3), may also occur in acoustic experiments and indeed gives rise to what are often called "relaxation vibrations", it behoves us first to consider the other types for a little space.

The author and others have used flour dough and clay, substances which, placed in a cylinder and loaded by a piston, contract and recover slowly when the load is removed, in the fashion shown in Fig. 1. The equation for the relaxing of strain from the maximum in theory is an exponential one.

On the other hand, if a baton of dough is rolled in the hand and a simple extension is applied, the material exhibits plasticity merely, for there is no recovery when the stress is removed.

Another method of studying the relaxing of a substance from a maintained stress suddenly released is to grip one end of a baton while the

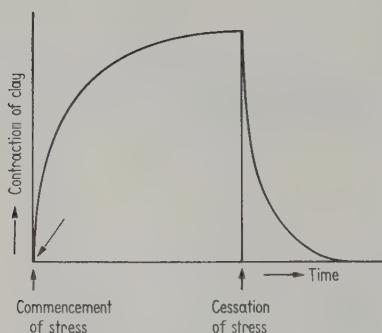


Fig. 1. Contraction and recovery under stress suddenly applied and removed.

other is twisted about the axis and let go. The gradual untwisting of this end is then noted as time goes on—a method first applied by TROUTON and ANDREWS [2] to pitch—though this recovery is rarely precisely exponential due to deviations from HOOKE's law.

These methods of sudden application or release of the stress are only suitable when substances which relax very slowly, like the clay and pitch cited above, are involved and they do not bring out the important effect of frequency on the phenomenon.

If now a sinusoidal stress $\sigma = \sigma_0 e^{i\omega t}$ is applied to the visco-elastic substance, substitution in (1) yields

$$\dot{s} = \sigma \left(\frac{1}{\eta} + \frac{i\omega}{k} \right). \quad (2)$$

If we define the impedance of the system as σ/\dot{s} this is

$$z = \left(\frac{1}{\eta} + \frac{i\omega}{k} \right)^{-1} = \eta \frac{1 - i\omega\eta/k}{1 + \omega^2\eta^2/k^2} \quad (3)$$

when the real and imaginary parts of the complex viscosity coefficients are separated.

The quantity η/k has the dimensions of a time and, in view of its relevance to the simple relaxation phenomenon of Fig. 1, is called "relaxation time", τ . We then write the real part of the viscosity as $\eta(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}$.

As we are now dealing with solids, it is perhaps better to express results in terms of the modulus of elasticity, having the value k_0 for slowly applied stresses and k_∞ for very rapid vibrations.

The effective elastic modulus rises in the region of frequency for which $\omega \approx \tau^{-1}$ from its low frequency to its high frequency value. At any pulsatance, $k_\omega = k_0 + k_\infty(1 + \omega^2\tau^2)^{-1}$.

Hand-in-hand with this goes an absorption of the oscillatory energy put into the body. The phase difference between stress and strain is an angle δ , whose tangent is the ratio of the imaginary and real parts of the impedance thus:

$$\tan \delta = \frac{k_0}{k_\infty} \cdot \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (4)$$

At low frequencies, in fact, stress and strain are in phase. The tangent of the phase difference rises where $\omega = \tau^{-1}$ to $\frac{1}{2} k_0/k_\infty$, thereafter to $\pi/2$. This difference of phase represents a loss of power and $\tan \delta$ is in fact analogous to power factor in alternating current technology. In the study we are surveying it is known as "internal friction".

As we are studying solids in vibration, we must relate this internal friction to factors that we can directly measure. These are:

- (a) the decrement of amplitude of free vibrations.
- (b) the "Q" of the system—or reciprocal width of the resonance peak—under forced vibration.

The equation of motion of such a system of mass m may be written:

$$m \ddot{s} + \eta \dot{s} + k s = \sigma_0 \sin \omega t. \quad (5)$$

If we write the solution

$$s = A \sin(\omega t - \Delta)$$

we find on substitution

$$A = \sigma_0 [\eta^2 \omega^2 + (k - m \omega^2)^2]^{-1/2} \quad (6)$$

$$\tan \Delta = \frac{\eta \omega / k}{1 - \frac{m \omega^2}{k}}. \quad (7)$$

If the system is displaced and released, the right-hand side of (5) must be replaced by nil and the solution is

$$s = a e^{-\omega_0 t}$$

with

$$\omega_0^2 = \frac{k}{m} - \frac{\eta^2}{4m^2} \approx \frac{k}{m} \quad (8)$$

if the damping is not too great.

It is therefore possible to derive internal friction values either (a) by observing the rate of decay of amplitude using (8) but remembering that if the decay per cycle, instead of per second, is observed the decrement needs multiplying by the frequency, or (b) by observing the values of ω on either side of resonance (ω_0) at which A^2 falls to one half of its maximum. Call these ω_1 and ω_2 , then

$$Q = \frac{\omega_0}{\omega_1 - \omega_2} = \frac{\sqrt{k/m}}{\eta/m}. \quad (9)$$

Examples of both of these methods will be given in what follows.

2. Low frequency methods

In a number of materials available in the form of cylinders, torsional oscillations may be excited

by clamping one end and attaching an iron inertia bar to the other which is then set in motion by external magnets.

A number of investigators have used this apparatus on various metals and glasses. Fig. 2 shows a typical apparatus built by Mr. E. DICKSON at Newcastle upon Tyne, in which the experimental rod is surrounded by a furnace so that results can be obtained over a range of temperature. As it is often necessary to work with quite small deflections, these are magnified by a mirror on the torsion bar with the usual lamp and scale.

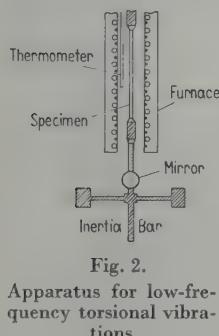


Fig. 2.
Apparatus for low-fre-
quency torsional vibra-
tions.

As the range of frequency of the experiments is raised, the investigator usually replaces torsional vibrations by flexural vibrations. With a sensitive detector of vibration, it is still possible to work with invisibly small amplitudes. Such a one is the electrostatic detector of Dr. YOUSSEF MOURAD and the author [3] of which

Fig. 3 shows the circuit. One end of the reed, which if not itself metallic must be metallised, forms one plate of a condenser whose capacitance varies during the vibration. The detector is a slightly detuned quartz crystal oscillator of the Hartley type having a frequency in the megacycle region. The circuit is so arranged that small capacitance changes cause large variations in anode current, eventually exhibited as potential fluctuations on the plates of a cathode ray oscillosograph.

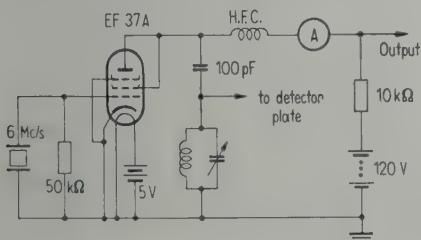


Fig. 3. Electrostatic detector circuit.

With the former type of apparatus one usually observes the attenuation amplitude with time directly in successive excursions of the spot of light over the scale, but if one wishes to apply the method of the decrement at higher frequencies, e. g. to the detector of Fig. 3, one must either photograph (on a moving film) the excursions of the electron spot on the screen of the oscilloscope

or, more conveniently, as the author and Mr. R. I. TAIT [4] have done, pass the output of the detector into a signal level meter, like that of Brüel and Kjær, which will give the envelope of the decay directly on a strip of paper.

If one is supplied with a good stable signal generator, this can be used to excite electro-magnetically or electro-statically audio-frequency vibrations in the strip and it is so possible to obtain the response frequency curve of the reed. Fig. 4 shows such acoustic resonance curves due to Dr. R. KAMEL [5], [6] for a number of strips of different materials in flexural vibration. On some there is evidence of two peaks in the range.

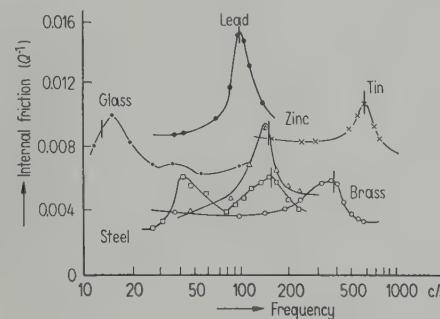


Fig. 4. Internal losses in glass and various metals.

It is often more convenient to vary the temperature than the frequency. In general the internal friction will fall as the temperature rises but the converse is true of glass. If there is a relaxation peak in the infrasonic range, it will usually shift with temperature, so that at a given temperature the substance will have a loss which represents some point on the peak.

If one plots the position, on a log. frequency scale, of the absorption maximum against the reciprocal of absolute temperature one often obtains a straight line (Fig. 5). From the frequency of resonance also one can calculate, knowing the dimensions of the strip, the modulus of elasticity.

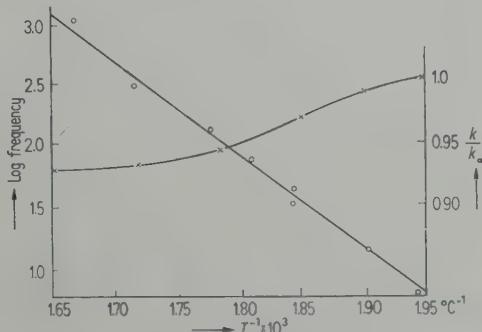


Fig. 5. Maximum loss frequency and elastic modulus in aluminium; variation with temperature.

The variation of k with the reciprocal of temperature is also shown for aluminium in Fig. 5. This may be compared with Eq. 4.

At this point, a caveat must be issued to avoid in the experiments any form of "mixed" vibration. Of the three modes, transverse, longitudinal and torsional, only one should be allowed to subsist at a time, otherwise a coupling between two simultaneously excited modes will result in a "pulling" of the frequency of each, making it very difficult to disentangle and calculate pure relaxation effects. The avoidance of impure modes is mainly a question of support and method of excitation. They are more likely to occur in short than in long specimens.

A trouble which afflicts the experimenter with transverse vibrations is the incursion of fluid damping and "added mass" due to the ambient medium being set in motion. At high frequencies of the order of kilocycles/second, KNESER [7] found a much enhanced "radiation resistance" due to the vibrator (of radius R) acting as a source of sound waves into the fluid. (Radiation actually begins when $2\pi R/\lambda > 0.1$.) This trouble can be avoided by enclosing the vibrator in a vacuum.

3. High frequency methods

In some materials such as high polymers, important relaxation spectra are localised in the ultrasonic region and, in any case, no dynamical study of a solid is complete unless the whole gamut of available frequencies has been tried. This rules out the transverse vibration of strips, as they will be impossibly short to have ultrasonic resonance, but leaves both longitudinal and torsional waves as capable of excitation in rods at ultrasonic frequencies.

The usual apparatus for high-frequency measurements involves sticking a short cylindrical ultrasonic transducer by cement axially to the rod of material under investigation. QUIMBY [8] was the first to use this method for velocity and more recently MARX and SIVERTSEN [9], using a quartz cylinder, in this way sent longitudinal waves along glass rods contained in furnaces for varying the temperature.

Because quartz and most other materials lose their piezoelectricity at a few hundred degrees Celsius, they used two rods excited to overtones one four and one five half-wave lengths long, with the quartz drivers outside the furnace but so disposed that the segment of the longer rod was well inside and its elastic loss could be deduced as an increment to that of the shorter.

ROTH [10], MASON and McSKIMIN [11] and others have passed pulses of ultrasonic waves through specimens contained in a liquid bath or stuck onto the source with cement, picking up the pulse on the far side, so from the time of transit to deduce the elastic modulus, and from the amplitude the attenuation.

HILLIER [12] uses a long specimen (polythene) in the form of a filament along which longitudinal waves are sent from a magnetostrictive oscillator. Pick-ups along the filament record the amplitude and phase change in the wave as it progresses.

The disadvantage of employing longitudinal waves—or flexural waves for that matter—at high frequencies is that the phase velocity varies with the ratio $2\pi R/\lambda$ as this parameter approaches unity. In fact, when the wave-length is less than the diameter of the bar, radial waves of vibration may be set up, as RAYLEIGH [13] first pointed out. The system then acts as a wave guide and the relation between frequency and wave-length is as shown in Fig. 6 where each unbroken line represents the trend of the relationship for a particular mode towards the hyperbola which represents the corresponding relation for plane waves in unconfined material (constant velocity).

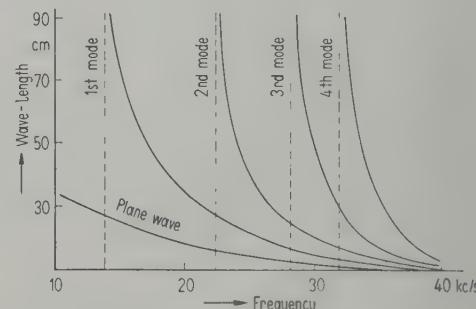


Fig. 6. Radial modes in propagation of longitudinal waves in rods.

This variation might not matter to one interested in absorption of energy only were it not for some evidence that the absorption varies with the order of the mode.

So it behoves the investigator of relaxation losses to beware of values on measurements with ultrasonic longitudinal waves. This is not however the case with torsional waves which do not show dispersion of the velocity. For this reason in our laboratory we excite the rod into shear oscillation through the intermediary of a ferrite transducer which may be set into torsional oscillation when surrounded by a coil fed with current at resonant frequency.

We have mostly used a hollow cylinder about 6 mm diameter and 2.5 cm long cemented to a long thin rod of material as shown in Fig. 7a. The frequency is about 50 kc/s. Fig. 7b gives the circuit [14]. The rod may be mounted in a constant temperature enclosure in order to carry it through a range of temperature like that which KIRBY [15] and BENBOW [16] have used at low frequencies for glass. Because, however, the length of these waves is short compared with that of the rod, the reactance as well as the resistance may vary as the rod expands under temperature. It is therefore essential to distinguish between these factors in estimating the "loss factor."

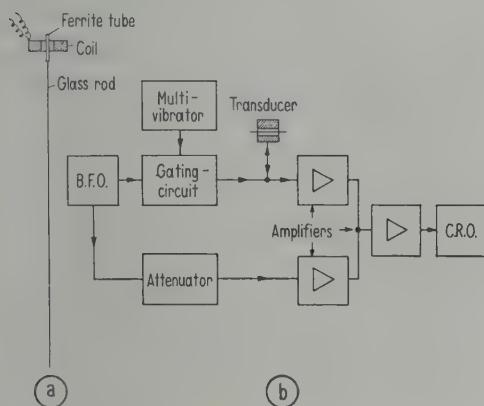


Fig. 7. Apparatus and circuit for propagation of ultrasonic torsional waves in glass rod.

4. High frequency results; scattering

While the low frequency absorption of energy in metals is easily explained it is not always so easy to account for relaxation peaks at high frequency. The latter are shown notably by materials which lie on the borderline between solid and liquid. Such a substance is glass at moderate temperatures for which typical results, obtained by the apparatus described above, are shown in Fig. 8, or rubber for which the results of IVEY, MROWCA and GUTH [17] are shown in Fig. 9.

At somewhat lower frequencies BORDONI and NUOVO [18] have obtained results for definitely amorphous substances like beeswax and picein by pressing them into holes in a metal rod. The Q of this composite system is then measured and compared with that when the holes are vacant. The absorption falls steadily with temperature except for a region (near 70 °C) where a relaxation peak occurs.

In metals a pronounced effect occurs due to scattering of the radiation by crystallites which

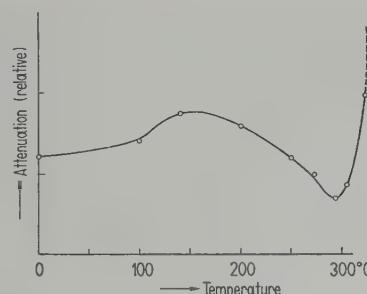


Fig. 8. Attenuation of ultrasonic torsional vibrations in glass.

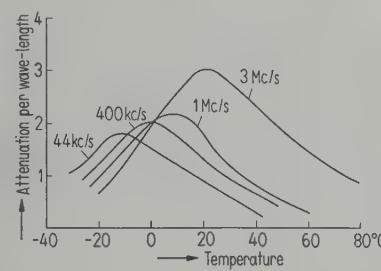


Fig. 9. Attenuation of ultrasonic longitudinal waves in rubber.

are embedded in the more or less amorphous matrix. At low frequencies the RAYLEIGH (optical) law of scattering for particles small compared to the wave-length is followed, whereby the energy scattered is proportional to v^2/λ^4 , v being the volume of a grain. As the frequency is raised and the wave-length λ , in the metal approaches the grain diameter d , we enter the difficult region, known in optics by the name of MIE, where the scattering rises to a maximum. The relevant parameter is again $\pi d/\lambda$, though the magnitude of the main peak and of those that follow it at still higher frequencies depends on the complex absorption coefficient M of individual grains. (cf. Fig. 10).

MASON and McSKIMIN [11] have shown experimentally that in this critical region, the scattering follows an f rather than f^4 law. This is probably an approximation to the theoretical form of the scattering curve near $\pi d/\lambda = 1/2$. The scattering rises in this region nearly linearly with λ^{-1} .

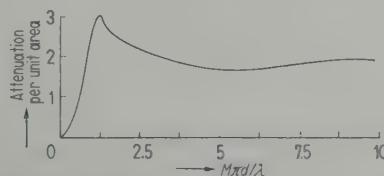


Fig. 10. Scattering function in terms of ratio diameter of grain/wave-length.

Finally BASTEIN, BLETON and DE KERVERSEAU [19] ascribe the attenuation (of longitudinal waves) in aluminium and magnesium rods to these crystallites and have shown that the losses reach a maximum when such structures have a mean diameter of $\lambda/2$. This is presumably due to interference from waves reflected at the front and rear respectively of a grain, recalling the effect known as "anomalous dispersion" in optics.

5. Models; analysis and synthesis of spectra

Useful, though somewhat over-simplified, analogies to rheological behaviour can be sought in the behaviour of mechanical models using springs and dashpots or electric circuits using resistances and reactances.

Thus, in Fig. 11a may be seen the analogues of the MAXWELL fluid specified by Eq. (1) while in Fig. 11b we have the corresponding analogues of the KELVIN solid, specified by

$$\sigma = \eta \dot{s} + ks. \quad (10)$$

A spring is an entirely elastic body (force \sim extension), while a dashpot is merely viscous (force \sim rate of extension). The resistance is a factor connecting potential difference and current (Ohm's law) while a capacitance is the factor connecting rate of change of potential and current.

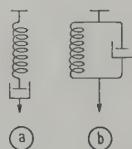


Fig. 11. Models of (a) Maxwell liquid (b) Kelvin solid.

It will be observed that (1) and (10) are formally the same equation. We can, for example by different experiments, exhibit relaxation spectra at constant stress or at constant strain. Sometimes it is necessary to add an inertance (mechanical mass or electrical inductance) in series with each element to explain the behaviour of particular materials.

In more complex cases when the strain is specified, the model used is a sequence of Maxwell elements in parallel of relaxation time $\tau = \eta/G$, but when the stress is specified, elements are arranged in series.

The function $G(\tau)$ in the first case is the "relaxation spectrum" while $G^{-1}(\tau^{-1})$ in the second case is the "retardation spectrum," the latter being the term more appropriate to acoustic experiments. From the point of view of

a sinusoidal stress, the function is best expressed in a Laplace form:

$$\psi(t) = \sum G e^{t/\tau} \quad (11)$$

or else in a Fourier series.

SCHWARZL and STAVERMAN [20] point out that the function ψ can be found by plotting on a curve the real part of the complex modulus of the substance over a range of log frequency (like Fig. 5) and differentiating (plotting slopes). By deriving the third differential and subtracting it from the first a higher order approximation may be obtained.

Similarly the imaginary part of the modulus (as in Fig. 4) gives the spectrum in crude form, but may be improved by subtracting its second derivative with respect to $\log f$. Both these processes however usually involve estimating slopes and then the slopes of the slopes which may make the double differential worthless as a correction to the first approximation. (Cf. also ROESLER and PEARSON [21] on this point).

6. Origins of internal friction

When we seek to discover the ultimate causes of internal friction, many possibilities present themselves. These have been listed for metals by ZENER [22], who reckons that they result in a continuous spectrum from infra to ultrasonic frequencies.

In making comparison between theory and experiment, glass is a more satisfactory material to make tests on, seeing that it is more simply "visco-elastic"—nearer to our models—than a metal. Most of the loss in glass is, in fact, to be attributed to a few causes. It must be admitted, however, that none of these is definitely established, in the sense that one can make calculations on reasonable assumptions which enable the positions of the peaks to be calculated or, for preference, the corresponding relaxation frequencies due to this cause, though ZENER [22] and others ascribe certain peaks to thermo-elastic relaxation.

The basis of thermo-elastic relaxation is illustrated by ZENER for the cantilever, by observing that heat is produced on that side of the beam about the neutral axis which is compressed and released on that side which is in tension. In vibration, the question whether this process should be isothermal or adiabatic depends on the time-period—being isothermal at very low frequencies—and on the thermal diffusivity (D) of the substance. For this process there is, in fact, a relaxation time

$$\tau_0 = \frac{R^2}{\pi^2 D}. \quad (12)$$

At a pulsatance ω , the formula for the viscosity of this process corresponding to Eq. (4) is

$$\eta = \frac{k_\infty - k_0}{k_0} \cdot \frac{\omega \tau_0}{1 + \omega^2 \tau_0^2}. \quad (13)$$

We see that the thermo-elastic loss is formally like that of a simple visco-elastic relaxation. Further, we can calculate τ_0 from Eq. (12) and see how it compares with the frequency of maximum loss. This has been done on Fig. 4, where the short vertical strokes indicate the location of the peak loss according to Eq. (12). KIRBY [15], however, has failed to confirm the existence of peaks in glass which can be ascribed to thermo-elasticity.

This peak will shift in frequency with temperature according to the Boltzmann equation (cf. Fig. 5).

$$\tau = \tau_\infty e^{H/KT} \quad (14)$$

where H is the heat of activation of the process, T the absolute temperature, K the Boltzmann constant, τ_∞ the ultimate relaxation time at infinitely high temperatures.

While this concordance is a good success for the relaxation concept it must be admitted that there remains a lot to explain on this or any theory. For instance, the applications of the models and circuits of Fig. 11 demand a linear relationship between stress and strain (or potential difference and current) whereas many vibration experiments show that the moduli are functions of amplitude. Fig. 12 shows the peaks of response of steel reeds maintained in vibration by an alternating magnetic field. Such "cocked hat" resonance curves are characteristic of systems in which the response is non-linear and another concomitant of this behaviour is hysteresis and elastic after-effects.

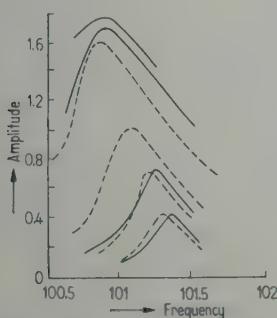


Fig. 12. Resonance peaks of electro-magnetically maintained steel reed.

Such effects, of course, involve inevitable losses which are difficult to disentangle from relaxations of the type we have been discussing. To make any reasonable use of models such as those of Fig. 11, extrapolation to zero amplitude is essential.

Another difficulty, especially with metals, is that it is impossible to obtain materials 100% pure, consequently it is impossible to reproduce the relaxation spectra on similar materials measured in different laboratories with the exactitude with which, for instance, one can reproduce the D lines in the sodium emission spectrum.

In short, experimenters must be careful in planning their experiments, in order that the results that emerge may be representative as far as possible of one or two fundamental processes within the material. Only in this way can the theorist and the technologist who works in the material learn about these processes. Indeed, one metallurgist of the author's acquaintance avers that the experimental physicists should take a few years holiday during which he and his like could digest the results already obtained and plan new experiments!

(Received 30th November, 1953.)

References

- [1] MAXWELL, Sir. J. C., Phil. Mag. **35** [1868], 133.
- [2] TROUTON, F. T. and ANDREWS, E. S., Proc. phys. Soc. **19** [1909], 47.
- [3] RICHARDSON, E. G. and YOUSEF, Trans. Durham. phil. Soc. **10** [1953], 119.
- [4] RICHARDSON, E. G. and TAIT, R. I., Öst. Ingen. Arch. **8** [1954], 200.
- [5] KAMEL, R., Ph. D. Thesis (Cairo) 1953.
- [6] KAMEL, R. and YOUSEF, Y. L., Nature **167** [1951], 945.
- [7] KNESER, H. O., Z. angew. Phys. **3** [1951], 113.
- [8] QUIMBY, S. L., Phys. Rev. **25** [1925], 558.
- [9] MARX, S. W. and SIVERTSEN, J. M., J. appl. Phys. **24** [1953], 81.
- [10] ROTH, W., J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 901.
- [11] MASON, W. P. and McSKIMIN, H. J., J. acoust. Soc. Amer. **19** [1947], 46.
- [12] HILLIER, K. W., Proc. phys. Soc. B **62** [1949], 701.
- [13] RAYLEIGH, Lord, Sound **2** [1896], 279.
- [14] RICHARDSON, E. G., et al. (in the press).
- [15] KIRBY, P. L., Trans. Soc. Glass Tech. **37** [1953], 7; **38** [1954] (in the press).
- [16] BENBOW, J. J., Proc. phys. Soc. B **67** [1954], 120.
- [17] IVEY, D. G., WITTE, R. G., MROWCA, B. A. B. and GUTH, E., J. appl. Phys. **20** [1949], 481 and 486.
- [18] BORDONI, P. G. and NUOVO, M., Ultrasonics Colloquium, Brussels 1951, p. 144.
- [19] BASTEIN, P., BLETON, J. and DE KERVERSEAU, E., C. R. Acad. Sci., Paris, **227** [1948], 726.
- [20] SCHWARZL, F. and STAVERMAN, A. J., Appl. sci. Res. A **4** [1953], 127.
- [21] ROESLER, F. C. and PEARSON, J. R. A., Proc. phys. Soc. B **67** [1954], 338.
- [22] ZENER, C., Elasticity and anelasticity of metals. Chicago 1948.

THE SUBJECTIVE FREE-FIELD CALIBRATION OF AN EXTERNAL TELEPHONE RECEIVER BY THE EQUAL-LOUDNESS METHOD

by J. PRITCHETT

Post Office Research Station, London

Summary

The subjective calibration of an external receiver in terms of pure tone free-field sound pressures is described. The method is based upon the balance of two sound sources for equality of loudness sensation. Comparison is made with the calibration of the receiver in terms of the sound pressure measured when it is held to the ear.

Sommaire

Méthode d'étalonnage subjectif d'un écouteur téléphonique en pressions sonores, pour un son pur et en champ libre. Dans cette méthode, on règle deux sources sonores à l'égalité des sensations d'intensité sonore produites. Les résultats sont comparés avec ceux d'un étalonnage en pressions sonores mesurées quand l'écouteur est à l'oreille.

Zusammenfassung

Es wird die subjektive Freifeld-Druckeichung eines Telephonhörers mit reinen Tönen beschrieben. Die Methode besteht im Abgleich zweier Schallquellen auf gleiche Lautheit. Die Ergebnisse werden mit der Druckeichung des Hörers am Ohr verglichen.

1. Introduction

The method described involves the subjective balancing of two sound sources so that they appear to be of equal loudness, and is one of several described by BERANEK [1]. Another method entails a direct pressure calibration of the ear using a probe microphone having a flexible probe tube extending to the ear-drum, while a third, based upon the relationship between the sound pressure at the ear-drum and that at various points in the ear canal derived by WIENER and ROSS [2], necessitates the measurement of sound pressure at the opening of the meatus. It has been shown by SIVIAN and WHITE [3] that a difference of between 6 and 10 dB exists at low frequencies between the minimum audible free-field sound pressure and the minimum audible sound pressure from a telephone receiver, and MUNSON and WIENER [4] have noted a comparable discrepancy for the condition of equal loudness.

The equal-loudness calibration may be made directly by balancing the sensation due to a free-field in one ear against that due to a receiver on the other ear; or by a transfer method in which each source in turn on one ear is balanced against a receiver on the other, thus obviating the error caused by inequality between the ears. Fig. 1 shows a suitable arrangement of apparatus.

For the direct method the electrical input to the test receiver is adjusted by the subject until it appears to give the same sensation of loudness as the free-field in the other ear. For the transfer method two separate balances are made, each with a receiver (the "transfer" receiver) on one ear. The subject first balances the transfer receiver on one ear against the free-field sensation in the other. With the free-field source switched off he then positions the receiver under test on the other ear and adjusts its input to give the same loudness sensation as that due to the transfer receiver.

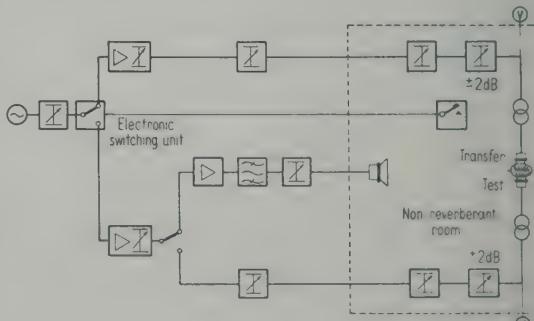


Fig. 1. Arrangement of test apparatus.

The direct method has the merit of simplicity in operation, but inequality between the subject's ears or the possibility of partial binaural

hearing of the free-field due to leakage past the test receiver earpad gives rise to errors quite apart from variations normally to be expected in subjective tests. Although the effect of ear inequality can be considerably reduced by testing both ears of each subject and averaging the result, the liability to experimental error is increased and the simplicity of the method is lost. The possibility of partial binaural hearing can in no way be entirely eliminated because it depends directly upon the occluding properties of the test receiver earpad. The transfer method, although involving a double balance and thus allowing more possibility of experimental error, is independent of ear inequalities, and it is possible to choose a transfer receiver and earpad which sufficiently reduce the effects of binaural hearing.

The choice of method thus rested mainly upon the extent to which the receiver proposed for test occluded the ear from external sound fields. This was determined for a number of subjects listening binaurally in a non-reverberant room [5] by noting the change in free-field threshold level caused by placing a pair of receivers on the ears. As can be seen from curve 1 of Fig. 2 the occlusion below 500 c/s was not sufficiently great to avoid the possibility of partial binaural hearing with the direct method of equal loudness calibration. Accordingly the transfer method was adopted and the occlusion of other types of receiver was investigated with a view to their use as the transfer instrument.

At first it was thought desirable to use a moulded insert type of receiver (as commonly used with hearing aids) in order to avoid any positioning error which might be caused by slight

displacement of the receiver on the subject's ear, but the occlusion was found to be very poor indeed and the proposal was abandoned. Curve 2 of Fig. 2 shows the occluding effect of the moulded insert to be practically negligible below 800 c/s and further tests established that this was due to leakage past the moulding rather than transmission through it. Curve 3 of Fig. 2 shows the results for the receiver and earpad eventually adopted. This was a moving-coil instrument attached to a Services pattern of earpad covered with chamois leather and having a padded ring of material completely enclosing the pinna — a feature which, in itself, minimized the possibility of positioning error.

2. Procedure

Subjects were selected from a small group of people, some of whom had been provided with moulded inserts for each for experimental purposes although they had no need of aids to hearing. The hearing loss of each was assessed by an audiometer test, and only those within 10 dB of normal were chosen. No preliminary tests were made to judge each subject's ability to balance on a loudness basis, but the main calibration was so arranged that a subject's capability of assessing a correct balance was under continual observation during the tests.

The free-field was set up in a non-reverberant room [5] by means of a high quality moving-coil loudspeaker placed 1.2 m (4 feet) in front of the seated subject. Sound pressures at 20, 30 and 40 dB below 1 dyne/cm² were used, and both the level and harmonic content of the sound field were checked frequently during the calibration. A plunger key held in the subject's left hand was arranged to control a clickless switching unit for rapid comparison of the two sources. A continuously variable volume adjustment mounted on the right arm of the subject's chair was arranged to control the level of one source, and an adjacent key gave a possible immediate change in level of ± 2 dB, for ease in assessing the balance point. An intercommunication system allowed the subject to signify the balance point, so that the operator could measure the voltage across the appropriate receiver.

The test on each subject was spread over several days, but both the direct calibration of the transfer receiver, and the transfer calibration of the test receiver were done on different occasions on the same day for a particular group of frequencies. On each occasion the subject was asked to make a number of balances in succession,

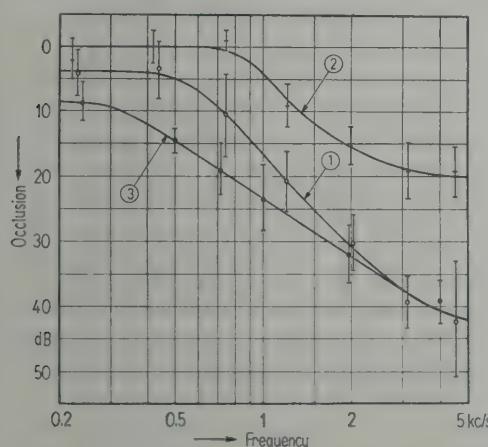


Fig. 2. Occlusion of earpads (10 subjects).
 Curve 1: External receiver with rubber earpad.
 Curve 2: Moulded insert receiver.
 Curve 3: External receiver with special earpad.

three different frequencies each at three levels all being offered in random order. Where a subject showed a non-linearity not exceeding 2 dB over a level range of 20 dB his balance was accepted, and the mean result for all three levels were taken. For deviations greater than 2 dB the subject's assessment was rejected. By this means false results attributable to fatigue or lack of skill in the subject were substantially avoided. The test receiver and the transfer receiver, each on its own headband, were positioned on the head by the operator and then adjusted by the subject himself for maximum comfort. After positioning, neither receiver was pressed to the ear in any way other than by the headband pressure.

3. Results

The subjective calibration is shown in Fig. 3 together with the objective result obtained for the same receiver on an artificial ear of the kind used on the Primary Reference Telephone System (ARAEN [6], [7]) but having the tip of the probe microphone at the top of the cavity. For a receiver of the type concerned it has been shown [8] that no significant difference exists between the sensitivity/frequency characteristic measured on such an artificial ear and that measured on real ears. The subjective sensitivity of the receiver on a basis of equivalent free-field sound pressure is generally lower than the objective sensitivity by various amounts between 2 and 11 dB.

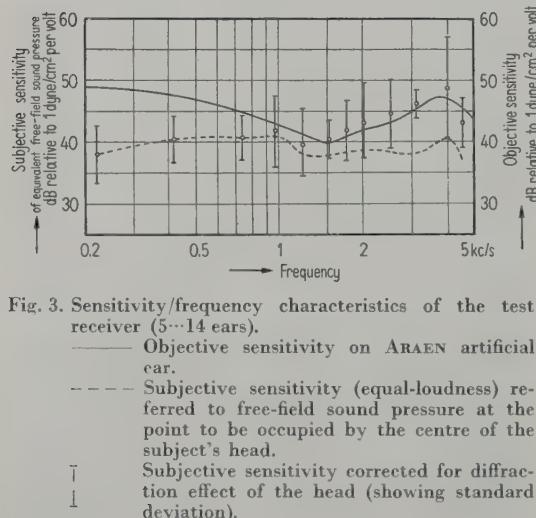


Fig. 3. Sensitivity/frequency characteristics of the test receiver (5-14 ears).

- Objective sensitivity on ARAEN artificial ear.
- - - Subjective sensitivity (equal-loudness) referred to free-field sound pressure at the point to be occupied by the centre of the subject's head.
- Subjective sensitivity corrected for diffraction effect of the head (showing standard deviation).

Compensation of the subjective sensitivity for the effect of head diffraction [9] gives points which may be compared directly with the objective calibration. The sensitivities are in good agreement above 1500 c/s, but they diverge gradually below that frequency to reach a difference of about 11 dB at 220 c/s. The difference below 1500 c/s illustrates the discrepancy between pressure and free-field sensations already noted elsewhere.

Similar results have been reported by HAAR [10] using a different type of receiver and artificial ear.

4. Conclusions

Using pure tones, and the equal loudness method, the subjective monaural sensitivity of a moving-coil receiver, on a basis of equivalent free-field sound pressure, is seen to be generally lower than the objective sensitivity measured on a 3 cm^3 artificial ear. When due allowance is made for the effect of head diffraction, this difference remains only at the lower frequencies.

Acknowledgment

Acknowledgment is made to the Engineer-in-Chief of the General Post Office for permission to publish this paper and to the author's colleagues who carried out the experimental work.

(Received 24th March, 1954)

Bibliography

- [1] BERANEK, L. L., Acoustic measurements, John Wiley and Sons, Inc., New York 1949, p. 730.
- [2] WIENER, F. M. and ROSS, D. A., The pressure distribution in the auditory canal in a progressive sound field. J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 401.
- [3] SIVIAN, L. J. and WHITE, S. D., On minimum audible sound fields. J. acoust. Soc. Amer. **4** [1933], 288.
- [4] MUNSON, W. A. and WIENER, F. M., In search of the missing 6 db. J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 498.
- [5] "Dead" Room for Acoustic Testing. P. O. elect. Engrs' J. **41** [1948], 91.
- [6] SWAFFIELD, J. and DE WARDT, R. H., A reference telephone system for articulation tests. P. O. elect. Engrs' J. **43** [1950], 1.
- [7] C.C.I.F. Tome IV du Livre Jaune (1949), p. 121.
- [8] C.C.I.F. Tome I ter du Livre Jaune (1951), p. 445.
- [9] Medical Research Council, Special Report Series No. 261: Hearing Aids and Audiometers. H. M. Stationery Office, London 1947, p. 43.
- [10] HAAR, G., Der Übertragungsfaktor und der Klirrfaktor eines elektrodynamischen Höfers. Funk u. Ton **5** [1951], 17.

DIE ENERGIEVERTEILUNG IM MENSCHLICHEN KÖRPER BEI ULTRASCHALL-EINSTRAHLUNG

von W. GÜTTNER

Akustisches Laboratorium der Siemens-Reiniger-Werke AG., Erlangen

Zusammenfassung

Die in den wesentlichen Komponenten des menschlichen Körpers (Fett, Muskel, Knochen) auftretende US-Absorption wird angegeben und die sich daraus ergebende Energieverteilung berechnet. Die Zunahme der inneren Energie führt zu einer Temperaturerhöhung. Während alle Gewebearten weitgehend ähnliche Absorptionswerte und damit Temperaturanstiege pro Zeiteinheit zeigen, liegen die entsprechenden Werte für Knochen eine Größenordnung höher. Hierin ist der wesentliche Unterschied zu anderen Therapiearten und die spezielle Bedeutung des Ultraschalls zu suchen. Aus den jetzt bekannten Absorptions- und Wellenwiderstandswerten der einzelnen Schichten des menschlichen Körpers läßt sich abschätzen, welche Frequenz bei der US-Therapie optimal ist. Das Berechnungsergebnis zeigt, daß die jetzt übliche Arbeitsfrequenz um 0,9 MHz nicht allein für die im Muskel notwendigerweise zu erreichenden Gewebetiefen optimal ist, sondern auch noch für die oberflächlichen Schichten der Knochen. Die Dosis wird definiert und läßt sich bei der US-Therapie anwenden.

Summary

The absorption of ultrasonics in the essential components of the human body (fat, muscle, bone) is determined and a calculation made of the energy distribution and temperature rise resulting therefrom. It is found that the temperature rise is higher for bone than for other tissue and in this difference lies the significance of ultrasonic therapy. The above measurements permit an accurate estimate of the best frequency for ultrasonic therapy. Calculations show that the frequency of 0,9 Mc/s now in use is best, not only for deep muscle penetration but also for the superficial layers of the bone. A definition is given for the dose to be used in ultrasonic therapy.

Sommaire

On donne l'absorption des ultra-sons dans les constituants essentiels du corps humain (graisse, muscles, os) et on en déduit la distribution correspondante de l'énergie qui produit une élévation de température. Alors que l'absorption est sensiblement la même pour tous les types de tissus, elle est une dizaine de fois plus grande pour les os. D'où une différence essentielle entre la thérapie par les ultra-sons et les autres formes de thérapie. Le calcul montre que la fréquence 0,9 MHz, habituellement employée, est la meilleure, non seulement pour atteindre les couches musculaires profondes, mais aussi pour traiter les couches osseuses superficielles. On définit enfin la dose à employer.

1. Einleitung

Wird dem menschlichen Körper zu Heilzwecken Ultraschall zugeführt, so bildet sich eine bestimmte Energieverteilung im Schallweg aus. Die für die Betrachtung wesentliche Folge der einzelnen Schichten im menschlichen Körper besteht in Strahlungsrichtung aus Haut, Fett, Muskengewebe, Knochen, Knochenmark oder Rückenmark. Die innere Energie dieses Systems muß um den Anteil zunehmen, der in der durchstrahlten Gewebeschicht verbleibt. Aus ihm resultiert eine Wirkung. Ob er ganz oder teilweise und welcher biologische Umwandlungsprozeß zum therapeutischen Effekt führt, soll nicht diskutiert werden. Die Verhältnisse im lebenden menschlichen Körper sind nämlich derart parameterreich, daß sie vom physikalischen Standpunkt aus ge-

sehen als ein experimentell unlösbares Problem erscheinen. Mit den für die Ausbreitung maßgeblichen akustischen Größen — im wesentlichen Wellenwiderstand und Absorption — erhält man jedoch eine für den US bemerkenswerte und typische Energieverteilung. Sie unterscheidet sich wesentlich von anderen Strahlungen und rechtfertigt schon deshalb die Benutzung des Ultraschalls für therapeutische Zwecke. Mit ihrer Kenntnis sollte man therapeutische Effekte in der Medizin vergleichen.

2. Das Schallfeld im absorbierenden Medium

In der US-Therapie hat man es mit einer mechanischen Strahlung zu tun, die ein elektroakustischer Wandler als ebene Schallwelle an das Medium abgibt.

Für die eingestrahlte Energie E ist zu setzen:

$$E = Nt = JFt \quad (1)$$

(N = Schalleistung in W, J = Schallstärke in W/cm^2 , F = effektive Fläche des Schallbündels in cm^2 , t = Zeit in s).

Es hat sich erwiesen, daß das Produkt Nt bei der US-Therapie nicht gleiche biologische Wirkungen auslöst, d. h. es ist nicht gleichgültig, ob die gleiche eingestrahlte Energie mit einer größeren Schalleistung kurzzeitig oder mit einer kleineren Schalleistung längere Zeit vom Körper aufgenommen wird. Deshalb ist es zweckmäßig, bei der Therapie nicht die Energie anzugeben, sondern die Schalleistung und die Behandlungszeit.

Als obere Grenze der Energiezufuhr bleibt man allgemein unterhalb der Schwelle, bei der Periostschmerz ausgelöst wird. Es ist naheliegend, daß ebenso eine untere Schwelle vorhanden ist, bei der kein therapeutischer Effekt ausgelöst wird, doch kann sie zur Zeit noch nicht mit Sicherheit angegeben werden.

Die an einem Ort x vorhandene Energie ist bei der ebenen Schallwelle in einem absorbierenden Medium gegeben durch

$$E_x = E_0 e^{-2\alpha x}, \quad (2)$$

worin E_0 die Anfangsenergie für $x=0$ und 2α der Absorptionskoeffizient ist.

Denkt man sich das durchstrahlte Medium senkrecht zur Einstrahlungsrichtung in Scheiben der Dicke dx zerlegt, so verbleibt in jedem Teil dx der Absolutbetrag der Energie

$$|dE_x| = 2\alpha E_x dx. \quad (3)$$

Diese Gleichung definiert also den Energiezuwachs einer durchstrahlten Schicht, deren Dicke dx klein zur mittleren Reichweite w der US-Energie einer bestimmten Frequenz ist. Dabei gilt für die mittlere Reichweite

$$w = 1/2\alpha. \quad (4)$$

Die Zunahme der inneren Energie des Volumenelementes $F dx$ nach einer Zeit dt ist verknüpft mit der Umwandlung in Wärmeenergie:

$$dE_x = \varrho C_p F dx dT_x, \quad (5)$$

worin ϱ die Dichte in g/cm^3 , C_p die mittlere spezifische Wärme in $\text{Ws}/\text{g Grad}$ und dT die Temperaturzunahme in Grad ist. Daraus resultiert ein in der Zeiteinheit ausgelöster Temperaturanstieg an der Stelle x von

$$\frac{dT_x}{dt} = \frac{2\alpha}{\varrho C_p} J_x. \quad (6)$$

3. Absorptionskoeffizienten von Körperteilen

Die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten erfolgt entweder aus der Abnahme der Energie (Gl. (2)) bzw. einer abgeleiteten Größe [1], [2] oder aus dem zeitlichen Anstieg der Temperatur an einer Stelle x gemäß Gl. (6).

Der Absorptionskoeffizient 2α von menschlichem Gewebe ist von der Frequenz abhängig, und zwar zeigt sich experimentell [1], [3], daß er in einem Frequenzbereich von etwa 250 kHz bis 4 MHz praktisch linear mit der Frequenz ansteigt. FRY [4] konnte diesen funktionellen Zusammenhang durch Reibungskräfte zwischen einer passend gewählten Verteilung suspendierter Teilchen oder Strukturelemente und einer Lösung deuten.

Der Absorptionskoeffizient könnte auch noch von anderen Parametern, z. B. von der Energie, abhängen (beispielsweise beim Auftreten von Kavitation), jedoch hat sich selbst für die in der Therapie maximal benutzte Einstrahlungsschallstärke von etwa $0,4 \text{ W}/\text{cm}^2$ kein Anzeichen dafür ergeben [5], [6].

In der Tabelle I sind die Mittelwerte für die Energieabnahme

$$|V| = \frac{1}{x} \cdot 10 \log \frac{E_1}{E_2} \quad (\text{in } \text{dB}/\text{cm}) \quad (7)$$

der für die Therapie wichtigsten Körperteile aus der Literatur bzw. aus Messungen unseres Laboratoriums [1]...[4] und [7]...[11] für die mittlere Betriebsfrequenz um 900 kHz zusammengestellt.

Tabelle I

	V	2α	ϱ	C_p	$2\alpha/\varrho C_p$
	dB/cm	cm ⁻¹	g/cm ³	Ws/g Grad	cm ² /Grad, Ws
Fett, Knochenmark ...	0,39	0,09	0,97	2,98	0,031
Muskel.....	1,1	0,26	1,04	3,44	0,073
Gehirn.....	0,83	0,19	1,03	3,4	0,054
Ischiasnerv...	0,87	0,2	1,04	3,45	0,056
Knochen (kompakt)...	13,5	3,1	1,7	1,25	1,5
Blut	0,15	0,035	1,0	4,2	0,0083

Die Absorptionskoeffizienten liegen praktisch alle in der gleichen Größenordnung. Muskelähnende Absorptionswerte haben Herz, Niere, Leber und Lunge [3]. Fett hat eine etwa halb so große Absorption wie Muskelgewebe. Gehirn, Nervenfasern und Rückenmark verhalten sich untereinander etwa gleich. Blut hat eine relativ kleine Absorption [12], so daß dadurch die Energie im Zuge des Schallweges keine ins Gewicht fallende Abnahme erfährt. Die Haut nimmt sich im therapeutisch wichtigen Frequenzgebiet wie eine

zur Wellenlänge dünne Membran, so daß durch sie praktisch keine Energieverminderung resultiert.

Im Gegensatz zu den verschiedenen Geweben liegt im Knochen kein linearer Zusammenhang zwischen Absorptionskoeffizient und Frequenz vor. Für das Band von ca. 500 kHz bis etwa 2 MHz konnte praktisch Übereinstimmung mit der klassischen Theorie nachgewiesen werden [13], nach der der Absorptionskoeffizient mit dem Quadrat der Frequenz ansteigen müßte. Als Mittelwert für 900 kHz resultiert aus den bisher vorhandenen Meßdaten [9]...[11], [13]...[17] ein um eine Größenordnung höherer Absorptionskoeffizient. Das bedeutet, daß bei der Durchstrahlung dieses Mediums ein starker Zuwachs an innerer Energie vonstatten gehen muß. Hierin liegt die wesentliche Bedeutung der US-Therapie gegenüber anderen Strahlungsarten. In diesem Zusammenhang sind Messungen von W. J. FRY u. a. [9] am Froschknochen bemerkenswert. Bei 980 kHz und einer Intensität von 35 W/cm² erhielten sie einen zeitlichen Temperaturanstieg von 55 Grad/s. Daraus errechnet sich nach Gl. (6) $2\alpha = 3,06 \text{ cm}^{-1}$ für 900 kHz in guter Übereinstimmung mit den hier angegebenen Absorptionskoeffizienten des kompakten Knochens.

Mit den Absorptionskoeffizienten, den Werten des spezifischen Gewichtes und der spezifischen Wärme lassen sich die Temperaturanstiege pro Zeiteinheit angeben. Die berechneten Werte der Tabelle I (Spalten 5 und 6) lassen erkennen, daß im Fett eine wesentlich geringere Erwärmung als im Muskel, eine dagegen aber wesentlich stärkere im Knochen auftritt (vgl. dazu auch [18]).

An dieser Stelle verdient hervorgehoben zu werden, daß bereits im Jahre 1932 FREUNDLICH, SÖLLNER und ROCOWSKI [19] die hohe Temperaturzunahme im Knochen bei Einstrahlung von US-Energie beobachteten und die Anwendung des Ultraschalls in der medizinischen Diathermie vorschlugen.

4. Wellenwiderstände im Körper

Für den Ausbreitungsvorgang einer ebenen Schallwelle im menschlichen Körper sind die Wellenwiderstandsänderungen an den Grenzflächen der Einzelschichten maßgeblich. Der Prozentsatz der Energie, der von einer Schicht mit dem Wellenwiderstand $\rho_1 v_1$ bei senkrechtem Einfall der Schallwelle in die andere mit $\rho_2 v_2$ übergeht, ist durch

$$R = \left(\frac{\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2}{\rho_1 v_1 + \rho_2 v_2} \right)^2 \quad (9)$$

gegeben, wenn die Grenzfläche eben ist.

Die Bestimmung der Wellenwiderstände ρv wurde hier aus der Änderung des Strahlungswiderstandes eines Wandlers in den verschiedenen Medien im Vergleich zu dem bei Einstrahlung in Wasser vorgenommenen [20]. Die Abgabe einer bestimmten Schalleistung eines elektroakustischen Wandlers ist bekanntlich vom Medium abhängig, in das eingestrahlt wird. Die für die Abstrahlung charakteristische Größe ist der Strahlungswiderstand, der dem Wellenwiderstand des Mediums proportional ist. Er kann z. B. in einer Brückenschaltung gemessen werden. Voraussetzung ist dabei, daß das untersuchte Medium unendlich ausgedehnt ist, also keine Energie auf den Wandler zurückflutet. Diese Voraussetzung läßt sich in stark absorbierenden Medien, aus denen der Körper für den Therapiefrequenzbereich besteht, durch keilförmige Meßproben erreichen. Das, was an Energie dann noch auf den zur Wellenlänge großen Wandler zurückkommt, beeinflußt dabei den Strahlungswiderstand nicht mehr. Die mit diesem Verfahren gewonnenen Ergebnisse sind in der Tabelle II zusammengestellt.

Tabelle II

	ρv $10^5 \text{ g/cm}^2 \text{s}$	R	
		Muskel	Knochen (kompakt)
Fett	1,36	0,0082	
Muskel	1,63		0,34
Gehirn	1,56		
Knochen			
kompakt	6,1		
porös	2,2...2,9		
Knochenmark	1,64		
Wasser	1,48		

Die Werte der Wellenwiderstände des menschlichen Gewebes sind bis auf die der Knochen denen des Wassers ähnlich. Die reflektierten Energieanteile sind also zwischen Fett und Muskel praktisch vernachlässigbar klein. Dagegen muß zwischen Muskel und kompaktem Knochen mit einer Energierreflexion von ca. 30 % gerechnet werden, wenn senkrechter Einfall der Schallwelle vorausgesetzt wird.

5. Die Energieverteilung im menschlichen Körper

Mit der Kenntnis der Absorptionskoeffizienten 2α und der Wellenwiderstände ρv der verschiedenen Gewebeeschichten läßt sich die Energieverteilung abschätzen. In Abb. 1, Kurve 1, ist eine solche bei einer angenommenen Schichtung planparalleler Medien Fett, Muskel, kompakter Knochen für eine Frequenz von 0,9 MHz dargestellt.

Die Energie nimmt in der Fettschicht weniger stark als im Muskelgewebe ab. An der Grenzfläche Muskel/Knochen tritt eine Reflexion auf. Der reflektierte Energieanteil läuft wieder zum Wandler zurück und wird auf dem Rückweg erneut absorbiert. Für die Gesamtenergie (Kurve 2) tritt eine Summation der hin- und rücklaufenden Welle ein (obere Kurve). Die in den Knochen eindringende, durch den Reflexionsanteil verminderte Energie wird dort längs des Laufweges stark absorbiert, so daß mit kaum noch nennenswerten akustischen Energiebeträgen im Inneren des Knochens (z. B. im Knochenmark oder Rückenmark) zu rechnen ist.

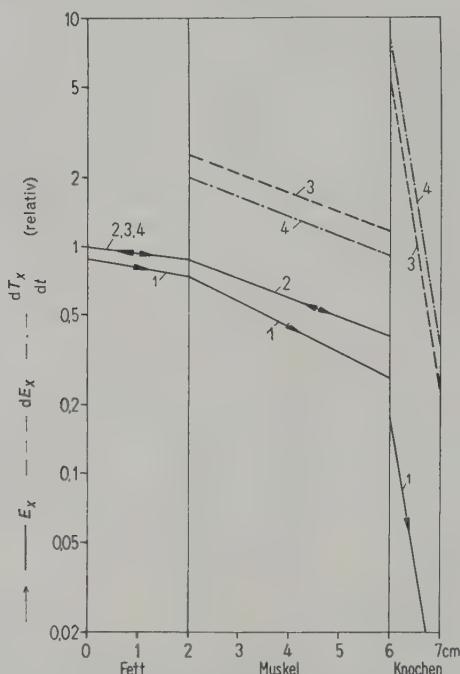


Abb. 1. Kurve 1: Energieverteilung im Körper,
Kurve 2: Gesamtenergie einschließlich Reflexion,
Kurve 3: in der Körperschicht absorbierte Energie,
Kurve 4: zeitlicher Temperaturanstieg in der Körperschicht.

Weiterhin ist in der Abb. 1, Kurve 3, die in der Körperschicht dx absorbierte Energie $|dE_x|$, die nach Gl. (3) proportional dem Exponenten 2α des jeweils durchlaufenen Mediums ist, für gleiche Schichtung und Frequenz wiedergegeben. Der Anteil an absorbiertener Energie im Muskel ist größer als im Fett und im Knochen noch größer als im Muskel. Dieser absorbierte Energieanteil führt in der Gewebeschicht zu einem zeitlichen Temperaturanstieg dT/dt (Abb. 1, Kurve 4), der im Muskel stärker als im Fett und im Knochen außerordentlich groß ist. Diese Kurve gilt jedoch

streng nur für den Beginn des zeitlichen Temperaturanstieges nach der Energiezufuhr. Denn für die erreichte Endtemperatur ist nach einer bestimmten Bestrahlungszeit zu berücksichtigen, daß an den Grenzflächen Fett/Muskel und Muskel/Knochen ein Temperaturausgleich stattfindet. Er röhrt in erster Linie davon her, daß die Erwärmung im lebenden Organismus zu einer vermehrten Durchblutung führt und damit ein Teil der zugeführten Wärmeenergie abtransportiert wird. Nur zu einem geringen Teil übernimmt die Wärmeleitung einen Ausgleich. Eine Temperaturverteilung für den Endzustand nach längerer Einstrahlungszeit ist in Abb. 2 wiedergegeben.

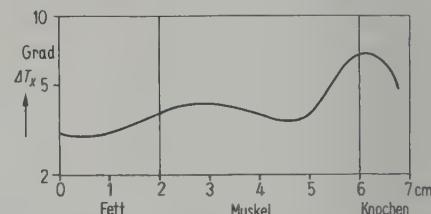


Abb. 2. Temperaturverteilung im Körper im stationären Zustand nach US-Einstrahlung.

Die Wärmeverteilung im geschichteten Gewebe ist also bei der US-Therapie grundsätzlich anders als beispielsweise bei der Kurzwellenbehandlung, bei der Fett wärmer als Muskel und der Knochen praktisch überhaupt nicht an der Wärmeentwicklung beteiligt ist. Insofern dürfte der US-Therapie eine ergänzende Rolle bei den Verfahren der Gewebeerwärmung zukommen. Nach diesen Betrachtungen ist das Indikationsgebiet des US sicher nicht erschöpfend ausgenutzt.

Therapeutische Erfolge sollten unter den Aspekten der Energieverteilung miteinander verglichen werden; man dürfte damit zu wesentlich besser verwertbaren Angaben gelangen als bisher.

Um eine gewisse Übersicht über die Richtigkeit der sich aus den akustischen Daten ergebenen Energieverteilungen zu gewinnen, wurde das Schallfeld eines Wandlers (870 kHz) mittels einer Meßsonde nach KOPPELMANN [21] vor und in einer Muskelschicht bzw. vor einem Knochen untersucht. Als Vergleichs- und Übertragungsmedium wurde ein Wasserbad benutzt.

Für das von Muskel oder Knochen freie Schallfeld ergibt sich zunächst eine Druckverteilung vor dem Wandler, die in Abb. 3 wiedergegeben ist. Für die Meßebene 1, d. h. unmittelbar vor dem Wandler, gilt die Kurve rechts unten, für die Meßebene 2, d. h. etwa 5,2 cm vom Wandler entfernt, die gestrichelt gezeichnete Kurve oben rechts.

Nach Einbringen der Muskelschicht in das Wasserbad gemäß Abb. 3 links ändert sich die Schalldruckverteilung in der Meßebene 1 nicht (untere Kurve rechts), d. h. die Wellenwiderstände von Wasser und Muskel sind praktisch gleich, es tritt also keine Reflexion an der Grenzschicht der beiden Medien auf. In der Meßebene 2 resultiert eine um den Absorptionsanteil verminderte Schalldruckverteilung (ausgezogene Kurve oben rechts).

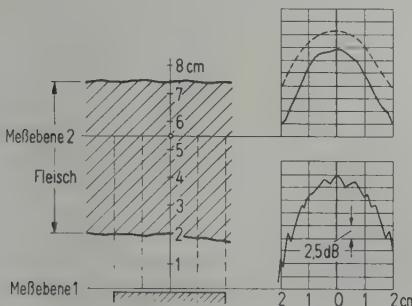


Abb. 3. Schalldruckverteilung im Muskelgewebe im Vergleich zum freien Schallfeld.

Die Schalldruckverteilung nach Einbringen eines Knochens gibt infolge des Reflexionsanteils andere Bilder. Unmittelbar vor dem Knochen (Meßebene 2, Abb. 4) wird die ursprüngliche Kurve stark durch Interferenzen der unter verschiedenen Winkeln ablaufenden reflektierten Welle verändert. Bemerkenswert ist hierbei, daß die Maximalwerte der Schalldruckverteilung etwa 1,3 dB größer sind als die vor Einbringen des Knochens gemessenen; das entspricht einem maximal reflektierten Energieanteil von etwa 0,35. Die Minimalwerte weichen von der ursprünglichen Kurve bis zu 20 dB ab; das sind die Stellen, in denen es beinahe zur vollständigen Auslöschung des Schalldruckes kommt. Auch in der Meßebene 1 machen sich die Interferenzen noch etwas bemerkbar, führen jedoch zu

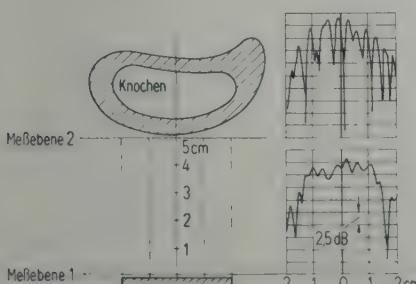


Abb. 4. Schalldruckverteilung vor einem Knochen im Vergleich zum freien Schallfeld.

keiner Beeinflussung des Strahlungswiderstandes des Schwingers.

Aus diesen Ergebnissen ist der Schluß zu ziehen, daß in erster Näherung mit einer Energieverteilung gerechnet werden kann, wie sie anfangs dieses Abschnittes berechnet wurde.

6. Das für die US-Therapie günstige Frequenzgebiet

Der Zusammenhang zwischen Absorption und Frequenz ergab experimentell, daß im muskelähnlichen Gewebe (Index M)

$$2\alpha_M/f = k_M \quad (10)$$

und im Knochen (Index K)

$$2\alpha_K/f^2 = k_K \quad (11)$$

gilt [1], [3], [12], [13]. k_M hat die Dimension s/cm und k_K die von s^2/cm . Der absorbierte Energieanteil dE_x in der Schichtdicke dx wird damit

$$\left| \frac{dE_x}{dx} \right| = k_M f E_0 e^{-k_M f x}. \quad (12)$$

Diese Funktion hat für jede Laufstrecke x ein Maximum bei einer bestimmten Frequenz, die durch

$$f = 1/k_M x \quad (13)$$

gegeben ist.

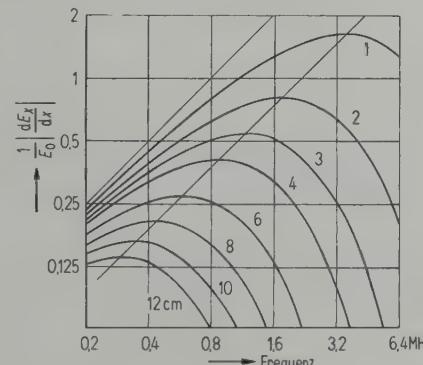


Abb. 5. Die pro Wegelement absorbierte Energie als Funktion der Frequenz im Muskel; Parameter: Abstand vom Wandler.

Ein anschauliches Bild dieser Verhältnisse ist in Abb. 5 für Muskel wiedergegeben. Als Parameter ist die Laufstrecke x in cm angegeben. Die Kurven gelten für gleiche eingestrahlte Energie. Mit wachsender Entfernung vom Wandler verschiebt sich das Maximum der absorbierten Energie zu niedrigeren Frequenzen.

Im Muskel sind die Maxima der gewonnenen Kurven relativ flach. Die Halbwertsbreite für die

absorbierte Energie überdeckt stets ein Frequenzgebiet von $3\frac{1}{2}$ Oktaven.

In Abb. 6 sind die optimale Frequenz (ausgezogen) und die Frequenzen der jeweiligen Energiehalbwerte (gestrichelt) als Funktion der Gewebetiefe, in der eine Wirkung erzielt werden soll, aufgezeichnet. Man erkennt daraus folgendes:

Die übliche Frequenz um 0,9 MHz, mit der die meisten Therapiegeräte arbeiten, ist für eine Gewebetiefe von ca. 4 cm optimal. Will man Wirkungen in größerer Tiefe erzielen, so wäre eine Frequenzherabsetzung sinnvoll. Jedoch zeigt sich, daß auch bei 0,9 MHz noch mit einem Energiehalbwert bis zu etwa 12 cm Abstand vom Wandler gerechnet werden kann. Die gewählte Frequenz um 0,9 MHz ist also für alle praktisch vorkommenden Behandlungstiefen ausreichend.

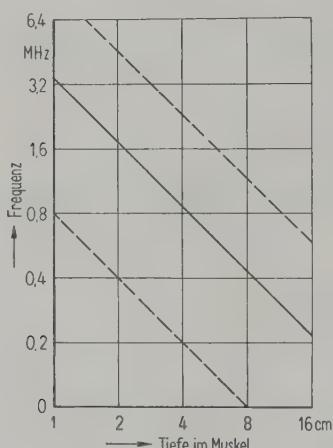


Abb. 6. Optimale Frequenz als Funktion des Abstandes vom Wandler im Muskel; gestrichelte Kurven: Halbwerte der Energie.

Bei kompakten Knochen sind die Zusammenhänge folgende: Der absorbierte Energieanteil wird mit Gl. (3):

$$\left| \frac{dE_x}{dx} \right| = k_K f^2 E_0 e^{-k_K f^2 x}. \quad (14)$$

Hieraus läßt sich die optimale Frequenz über

$$f^2 = 1/k_K x \quad (15)$$

finden.

Diese Beziehungen gelten, wenn man für alle Frequenzen die gleiche Anfangsenergie am Knochen annimmt.

Die Abhängigkeit des absorbierten Energiebeitrages pro Wegelement ist in Abb. 7 dargestellt. Als Parameter ist die Laufstrecke im Knochen angegeben. Da jedoch hier die Energie infolge der großen Absorption wesentlich stärker als im Mus-

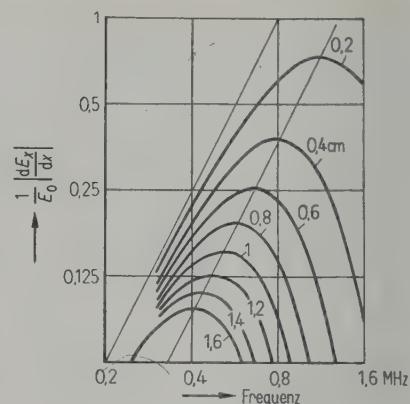


Abb. 7. Die pro Wegelement absorbierte Energie als Funktion der Frequenz im Knochen; Parameter: Abstand vom Wandler.

kel abnimmt, wurden die Kurven für kleine Laufwege berechnet. Die Maxima der Kurven sind wesentlich schärfer als im Muskelgewebe, die Halbwertsbreite der Energie überstreicht hier ein Gebiet von nur zwei Oktaven.

In Abb. 8 ist noch einmal die optimale Frequenz über der Behandlungstiefe im Knochen aufgetragen. Für 0,9 MHz liegt danach unter Berücksichtigung der Halbwertsenergie die wirksame Tiefe zwischen 0,1 und 1 cm. In bezug auf die tatsächlich im Körper vorhandenen Knochendicken ist also die Reichweite ausreichend.

Will man dagegen dem Knochenmark oder Rückenmark hinreichende Energie zuführen, müßte man mit der Frequenz um etwa zwei Oktaven herabgehen.

Die optimale Frequenz im Knochen ist natürlich noch vom Laufweg durch das davor befindliche Muskelgewebe bestimmt. Ganz allgemein kann man setzen:

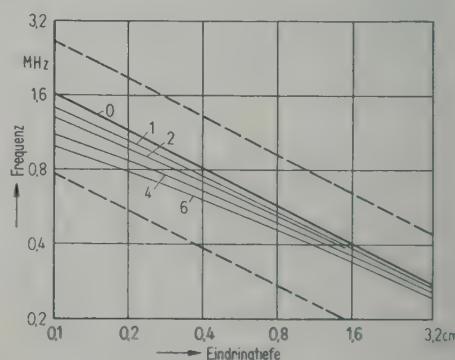


Abb. 8. Optimale Frequenz als Funktion des Abstandes vom Wandler im Knochen, mit verschiedenen dicken Muskelschichten in cm davor; gestrichelte Kurven: Halbwerte der Energie für den Knochen.

$$\left| \frac{dE_x}{dx} \right| = k_K f^2 E_0 e^{-f(k_M a + k_K f x)} (1 - R). \quad (16)$$

Hierin bedeutet a die vor dem Knochen liegende, vom US-Strahl durchlaufene Muskelschicht.

Die Maxima dieser Kurven sind durch

$$x = \frac{2 - k_M a / f}{2 k_K f^2} \quad (17)$$

gegeben.

Mit wachsendem Abstand des Knochens von der Oberfläche wird also die optimale Frequenz bei vorgegebener Tiefe im Knochen kleiner. Auf alle Fälle wird aber stets der Knochen bis zu einer Tiefe von einigen Millimetern optimal erwärmt.

Aus dieser Betrachtung ist der allgemeine Schluß zu ziehen, daß das jetzt übliche Frequenzgebiet um 0,9 MHz nicht allein für die im Muskel notwendigerweise zu erreichenden Gewebetiefen optimal ist, sondern auch noch für die oberflächlichen Schichten der Knochen.

7. Zum Begriff der Dosis

In der Medizin spielt die Dosierung der zugeführten Energie eine bevorzugte Rolle. In Analogie zur Anwendung der Röntgenstrahlen soll versucht werden, den Dosisbegriff in der US-Therapie zu diskutieren.

Wie bereits anfangs gezeigt, wächst die innere Energie eines Systems mit der Zufuhr von Energie. Zur Wirkung kommt der Anteil der Energie, der in der durchstrahlten Gewebschicht verbleibt. Die biologische Wirkung ist um so größer, je kleiner die Masse der Gewebschicht ist, in der die gleiche Energie verbleibt. Deshalb definiert man allgemein als spezifische Dosis das Verhältnis von absorbiertener Energie $|dE_x|$ und Masse $\varrho F dx$ der durchstrahlten Schicht [22], also

$$D_s = \frac{|dE_x|}{\varrho F dx}. \quad (18)$$

Setzt man für dE_x Gl. (3) ein, so wird

$$dD_s = \frac{2 \alpha}{\varrho} J_x dt \quad \text{bzw.} \quad D_s = \frac{2 \alpha}{\varrho} J_x t. \quad (19), (20)$$

Ganz allgemein wird mit Gl. (19) und (6)

$$dD_s = C_p dT_x. \quad (21)$$

Diese Gl. (21), die für jede Wärmetherapie gilt, hat jedoch nur in der differentiellen Form Sinn, weil sich die Dosis nicht aus der erzielten Endtemperatur einer Stelle x angeben läßt.

Es kann also grundsätzlich auch in der US-Therapie vom Dosisbegriff Gebrauch gemacht

werden, wenn man nach Gl. (19) bzw. (20) meßtechnisch vorgeht. Der Quotient $2 \alpha / \varrho$ kann jetzt als bekannt gelten, nachdem die Absorptionswerte für die wesentlichen Körpermedien ebenso wie die Abhängigkeit der Absorption von der Frequenz ermittelt sind:

	Fett	Muskel	Knochen (kompakt)	
$2 \alpha / \varrho$ für 0,9 MHz:	0,097	0,25	1,8	cm^2/g

Der unmittelbaren Messung zugänglich ist die eingestrahlte Schalleistung N_0 bzw. die Schallstärke J_0 . Die anatomische Kenntnis des behandelten Körperteils läßt die Abschätzung der in einer Tiefe x vorhandenen Größe von N_x bzw. J_x zu.

Unterschiedlich ist dabei in der Therapie vorzugehen, je nachdem ob man eine „Standbehandlung“ oder eine „Streichmassage“ durchführt.

Bei der Standbehandlung ist die Angabe der eingestrahlten Schallstärke J_0 ohne weiteres aus der Kenntnis von abgestrahlter Leistung, die bekanntlich über die Messung z. B. mit der Schalldruckwaage erfolgt, und der Bestimmung der effektiv strahlenden Fläche des Behandlungskopfes möglich.

Für die gleichförmige Streichmassage ist als Schallstärke eine Größe einzusetzen, die dem Quotienten aus abgestrahlter Leistung und der Fläche des Behandlungsbereiches entspricht.

Von Bedeutung ist dabei, daß der Behandlungskopf in jedem Fall eine ausreichende Flächenbenetzung erfährt, so daß die vom Wandler tatsächlich über der ganzen Fläche abgestrahlte Leistung zur Wirkung kommen kann. Bei mangelhafter Flächenberühring zwischen Behandlungskopf und Patientenkörper können sonst erheblich abweichende Werte der eingestrahlten Energie resultieren [23].

In der medizinischen Literatur findet sich eine Reihe von Tabellen, die für die einzelnen Indikationsgebiete die zweckmäßige Schallstärke an der Hautoberfläche angeben. Im allgemeinen gelten sie für die gleichmäßige Streichmassage. Leider lassen sie die Fläche des Behandlungsbereiches offen, so daß aus ihnen nicht ohne weiteres auf die genaue Größe der anzuwendenden Schallstärke (also abgestrahlte Leistung pro Fläche des Behandlungsbereiches) geschlossen werden kann. Für eine exakte Dosierung und damit für eine Vermeidung von Überdosierungen ist eine solche Angabe jedoch noch wünschenswert.

8. Überdosierung

Bei jeder Therapie kann man durch Überdosierung Schäden hervorrufen. Für jeden Körperteil

ist jedoch grundsätzlich statistisch zu ermitteln, welche US-Dosis vertragen wird bzw. welche zu einem therapeutischen Effekt führt. Aus den akustischen Messungen im Gebiet um 0,9 MHz geht hervor, daß eine Gefahr in erster Linie bei der Bestrahlung des Knochens mit seiner außerordentlich großen Absorption auftreten könnte.

Tatsächlich ergaben US-Bestrahlungen an jugendlichen Hundeknochen *in vivo* schwere histologische Schäden [24]. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die benutzten Schallstärken relativ hoch waren, daß sie ferner wegen der geringen Linearausdehnungen eines Hundeschenkels praktisch ungeschwächt den Knochen erreichten und schließlich, daß die vor dem Knochen liegende relativ geringe Muskelschicht nicht in der Lage sein konnte, die im Knochen erzielte Temperatursteigerung über das Blut schnell genug abzuführen. Die Schädigung des Hundeknochens ist also verständlich, jedoch ohne Kenntnis des Wärmetransportes im Hunderschenkelmuskel nicht mit Wirkungen auf den menschlichen Körper vergleichbar.

Die Verhütung eines Schadens am menschlichen Knochen ist also eine Aufgabe, deren Lösung sich aus der Überwachung der Temperaturerhöhung ableiten läßt. Glücklicherweise hat uns die Natur mit einem Kontrollorgan dafür ausgestattet: im Periost liegen wärmesensible Nerven, die bei einer zu hohen Temperatursteigerung Schmerz anzeigen. Nach unseren Erfahrungen reagieren sie nicht auf den zeitlichen Differentialquotienten der Temperaturzunahme (Gl. (6)), denn dann müßte von einer bestimmten eingestrahlten Schallstärke an sofort Schmerz ausgelöst werden. Vielmehr dauert es eine endliche Zeit, bis das Periostgebiet anspricht. Die Schmerzschwelle ist also vom Wert der absoluten Temperatursteigerung abhängig und wird praktisch nicht erreicht,

wenn man Schallstärken von weniger als etwa 0,4 W/cm² benutzt. Bleibt man unterhalb dieser Schwelle, so sind nach unseren Erfahrungen für die ermittelten Indikationsgebiete Schäden ausgeschlossen.

(Eingegangen am 26. April 1954.)

Schrifttum

- [1] ESCHE, R., Acustica **2** [1952], Beiheft 2, AB 71-74.
- [2] FRY, W. J. und FRY, R. B., J. acoust. Soc. Amer. **25** [1953], 6-11.
- [3] HÜTER, TH., Naturwiss. **35** [1948], 285.
- [4] FRY, W. J., J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 412-415.
- [5] ESCHE, R., Acustica **2** [1952], Beiheft 4, 208-218.
- [6] RAJEWSKY, B., HUG, O. und PAPE, R., Z. Naturforsch. **9b** [1954], 10-12.
- [7] POHLMAN, R., Schweiz. Med. Wochenschr. **79** [1949], 754.
- [8] COLOMBATI, S. und PETRALIA, S., Ric. sci. **20** [1950], 71-78.
- [9] FRY, W. J. u. a., J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 867-876.
- [10] GÜTTNER, W., FIEDLER, G. und PÄTZOLD, J., Acustica **2** [1952], 148-156.
- [11] GÜTTNER, W., Ultraschall in Med. u. Grenzgeb. **6** [1953], 199.
- [12] SCHWAN, H. P. und CARSTENSEN, E. L., AIEE Techn. Paper 53-137, Dez. 1952.
- [13] HUETER, TH. u. a., Quart. Progress Report July/Sept. 1951, 38-46, Mass. Inst. of Techn.
- [14] HÜTER, TH., Naturwiss. **39** [1952], 21-22.
- [15] BALLANTINE, H. T. und Mitarb., Quart. Progress Report Jan./March 1951, 23-24, Mass. Inst. of Techn.
- [16] THEISMANN, H. und PFANDER, F., Strahlentherapie **80** [1949], 607-610.
- [17] PFANDER, F., Arch. Ohren-Heilkd. **160** [1951], 32-46.
- [18] NELSON, P. A., HERRICK, J. F. und KRUSEN, F. H., Arch. phys. Med. **31** [1950], 687-695.
- [19] FREUNDLICH, H., SÖLLNER, K. und ROCOWSKI, F., Klin. Wochenschr. **11** [1932], 1512-1513.
- [20] PÄTZOLD, J., GÜTTNER, W. und BASTIR, R., Strahlentherapie **86** [1951], 298-305.
- [21] KOPPELMANN, J., Acustica **2** [1952], 92-95.
- [22] POHL, R. W., Naturwiss. **38** [1951], 147-150.
- [23] GÜTTNER, W., Acustica **4** [1954], 190-193.
- [24] BUCHTALA, V., Strahlentherapie **80** [1949], 317-324.

Bookreview

L. Bergmann, "Der Ultraschall" (Eng.: Ultrasonics). S. Hirzel Verlag, Zürich, 6th ed. 1954, 1114 pages, 609 fig., 5162 bibliographic references, 117 tables, 15.5 x 22.5 cm², 68 Swiss francs.

This (sixth) edition is the completely revised and expanded version of Bergmann's well-known book. It is hardly necessary to re-state that "Der Ultraschall" is the most complete and authoritative work on ultrasonics known, giving an abundance of methods for generating ultrasonic waves and their applications in almost every branch of science. The author merits the gratitude of all scientists for having accomplished this almost superhuman task.

The number of pages, figures and tables is increased by some 50% as compared with the 5th edition, the number of references even by more than 100%. An introduction

of 26 pages on the physics of the sound field has been added to the book which on the whole is subdivided in the same way that the 5th edition was. Several new sections have been inserted, other sections are greatly expanded to include recent developments. E.g. a great many new types of transducers, electrodynamic, electrostatic, magnetostrictive and piezoelectric (barium titanate, ADP, etc.) are described in detail. These sections especially could be made easier to read by using the MKS-system of units exclusively. Equations of the type $l \text{ cm} = 100 l \text{ m}$ (as used e.g. on page 95), which are incorrect from the scientific point of view, or at least confusing, would then be unnecessary.

The name of the author ensures the book to be up-to-date. It is invaluable for all workers in the field. The get-up is excellent.

C. W. Kosten.

SIFFLETS

THÉORIE DE FONCTIONNEMENT ET RENDEMENT

par V. GAVREAU

Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille

Sommaire

Etude théorique et expérimentale de sifflets du type utilisé par la police, dont dérivent les sirènes statiques ultra-sonoires:

- démonstration expérimentale du fait que le «son d'arrêt» n'existe pas dans les conditions normales de fonctionnement;
- différents types de sifflets à fréquences audibles et ultra-sonoires;
- théorie du fonctionnement et établissement des équations donnant le rendement d'un sifflet;
- confirmation expérimentale des résultats obtenus.

Zusammenfassung

Theoretische und experimentelle Untersuchung von Polizeipfeifen, von denen sich auch die statischen Ultraschall-Pfeifen ableiten lassen.

Experimenteller Nachweis, daß der „Schneidenton“ unter normalen Betriebsbedingungen nicht vorhanden ist.

Verschiedene Typen von Pfeifen im hörbaren Frequenzbereich und im Ultraschall-Bereich.

Theorie der Wirkungsweise und Aufstellung von Gleichungen für den Wirkungsgrad einer Pfeife.

Experimentelle Bestätigung der gewonnenen Ergebnisse.

Summary

Theoretical and experimental study of police whistles from which ultrasonic sirens are derived—experimental proof of the fact that edge tones are not formed in the whistles in normal operation—different types of whistles for audio and ultrasonic frequencies—theory of operation and derivation of equations for the output of a whistle—experimental confirmation of these results.

L'emploi possible de sifflets comme émetteurs de sons et d'ultra-sons de grande puissance utilisés pour la précipitation de fumées, de poussières et de brouillards, pose le problème de leur rendement.

1. Fréquences

Un sifflet peut être considéré comme le cas limite d'un tuyau d'orgue, lorsque toutes les dimensions de la cavité résonnante sont de même ordre de grandeur. Dans ces conditions, la cavité ne résonne plus «en demi-longueur d'onde» ni en «quart de longueur d'onde», mais à une fréquence beaucoup plus grave, correspondant à une longueur d'onde égale à 8 ou 9 fois le diamètre de la cavité. En fait, tout comme un résonateur de HELMHOLTZ, la cavité d'un sifflet se remplit et se vide périodiquement à travers son ouverture et, à chaque instant la pression est pratiquement la même en tous les points de ce volume.

L'expérience montre que la fréquence propre de la cavité dépend de son volume: la pulsation propre est donnée par la formule de Lord

RAYLEIGH [1]

$$\omega_0 = c \sqrt{r/V} \quad (1)$$

où c = la vitesse de propagation du son ($c = 34000 \text{ cm/s à } 20^\circ\text{C}$ dans l'air), V est le volume de la cavité et r une fonction qui dépend des dimensions et de la forme de l'ouverture.

Nous avons vérifié expérimentalement que cette formule s'appliquait bien dans le cas d'un sifflet ordinaire du type représenté sur la Fig. 1. En effet, lorsqu'on réduit le volume de cette cavité en y plaçant un objet de forme quelconque, en particulier, un axe assez gros muni d'un volet radial (Fig. 2), la fréquence reste la même lorsqu'on fait varier la position du volet. De même, la fréquence du son émis ne dépend pas de la position d'un objet so-

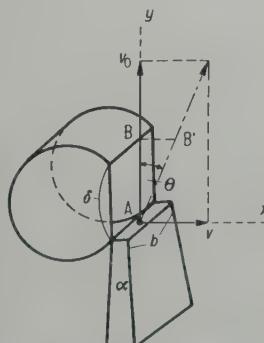


Fig. 1. Sifflet ordinaire.

lide assez volumineux, occupant une partie de la cavité (Fig. 3).

D'autre part, nous avons constaté que la fréquence d'un sifflet tel que celui représenté sur la Fig. 1, restait la même lorsqu'on augmentait simultanément la longueur du volume cylindrique,

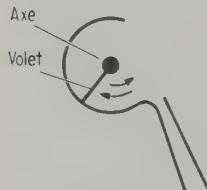
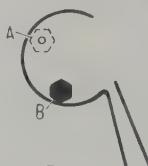


Fig. 2.
La forme de la cavité n'influe pas sur la fréquence du son émis.



La fréquence reste la même pour les différentes positions d'un objet (érouv placé en A ou en B) dans la cavité d'un sifflet.

celle de l'ouverture et celle du jet d'air, c'est-à-dire, lorsqu'on augmentait la dimension b . Par conséquent, dans le cas d'un sifflet de ce type, la formule (1) peut s'écrire:

$$\omega_0 = c \sqrt{K b / V} \quad (1a)$$

où K varie peu avec la hauteur δ de l'ouverture. Dans le cas du sifflet représenté sur la Fig. 4, $K = 0,713$.

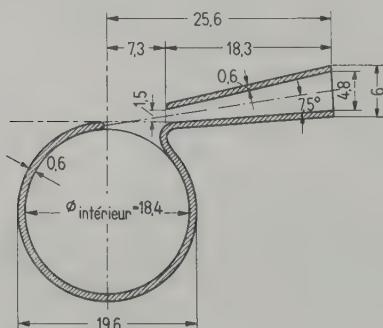


Fig. 4. Sifflet de fréquence $f = 2900$ Hz. Hauteur intérieure du cylindre $b = 15,6$ mm. Dimensions sur la figure en mm.

2. Différents modes de fonctionnement possibles d'un sifflet ordinaire et différents types de sifflets

a) Fonctionnement normal

Contrairement à une opinion assez répandue [2], le son émis par un sifflet ordinaire dans les conditions normales de son fonctionnement n'est pas un son d'arête amplifié par la cavité résonnante: nous avons vérifié expérimentalement:

α) qu'en soufflant dans la buse d'un sifflet ordinaire, avec la pression normale (de l'ordre de 50 g/cm^2) et un débit normal (de l'ordre de

1 litre/s), ce qui correspond à une vitesse du jet de l'ordre de 4270 cm/s , on ne produisait aucun son (Fig. 5a).

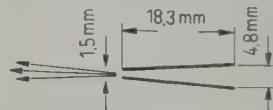


Fig. 5a. Buse seule: un jet d'air à basse pression (cas d'un sifflet ordinaire) est absolument silencieux.

β) qu'en dirigeant ce jet d'air sur un couteau à bord arrondi (coupeau réellement utilisé dans les sifflets de ce type, découpé tel quel sur un sifflet de commerce), on ne produisait aucun son d'arête (Fig. 5b).



Fig. 5b. «Système jet-couteau»: buse et bord de la cavité d'un sifflet ordinaire, le reste de la cavité étant supprimé. Dans le cas du jet d'air normalement utilisé dans de tels sifflets, absolument aucun son n'est émis, quelles que soient les positions relatives de la buse et du couteau.

γ) qu'en plaçant la cavité résonnante du sifflet à une faible distance de cet ensemble «jet-d'air-couteau», et en utilisant toujours le débit d'air normal sous la pression normale, on n'obtenait non plus aucun son (Fig. 5c), contrairement à ce qui se passe lorsque le couteau est constitué par le bord même de la cavité.

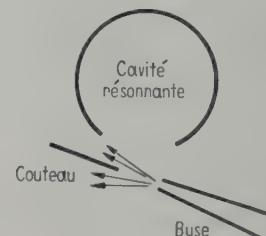


Fig. 5c. «Système jet-couteau-résonateur». Lorsqu'on utilise la cavité résonnante, le couteau et la buse d'un sifflet ordinaire le jet d'air étant le jet normalement utilisé dans un tel sifflet, absolument aucun son ne peut être émis, quelles que soient les distances et les positions de ces trois éléments, si le couteau ne forme pas le bord de la cavité résonnante.

Ceci montre que dans les conditions normales du fonctionnement du sifflet, il ne s'agit pas d'un «son de jet» ou d'un «son d'arête» renforcé par la présence d'une cavité résonnante, mais que le mécanisme de la production du son est celui indiqué par HELMHOLTZ et admis par Lord RAYLEIGH — mécanisme que nous étudierons plus en détail ci-dessous.

b) Fonctionnement en régime tourbillonnaire

Lorsque le sifflet fonctionne en régime normal, le son émis est pur, sinusoïdal, très pauvre en harmoniques. Mais lorsqu'on utilise des fortes pressions (grandes vitesses du jet), le son devient moins pur: il apparaît un «son de jet» (fréquences très élevées, sifflement ultrasonore) et un «son d'arête» amplifiés par la cavité résonnante. Dans le cas du sifflet représenté sur la Fig 4., la fréquence fondamentale n'est plus émise dans ces conditions. Mais en réduisant l'épaisseur du jet jusqu'à 0,1 ou 0,2 mm, et en utilisant une pression d'air de 2 à 3 kg/cm², on obtient à la fois la composante fondamentale et des harmoniques de fréquences élevées. (Il est en outre nécessaire d'aiguiser le bord de la cavité formant ce «couteau».)

Dans le cas d'un sifflet à cavité cylindrique, une partie du jet suit dans ces conditions la paroi de la cavité et provoque une forte déviation du jet en venant le frapper à sa base (Fig. 6). Il est probable que ce phénomène explique la grande puissance acoustique pouvant être émise par des sifflets de cette forme utilisables même avec des jets à vitesse supersonique.



Fig. 6. Mode de fonctionnement d'un sifflet à haute pression: le jet d'air suit la paroi cylindrique et vient frapper latéralement à la sortie de la buse, ce qui provoque une déviation périodique du jet. Une partie seulement du jet contribue à faire varier la pression dans la cavité (donc à produire le son). Le reste contourne simplement la paroi de la cavité.

De nombreux essais faits avec des sifflets à cavités résonnantes de différentes formes: rectangulaires, sphériques, elliptiques, etc., ont nettement mis en évidence la supériorité de la forme cylindrique à base circulaire (sifflets du type utilisé par la police).

Vérification expérimentale des deux modes de fonctionnement des sifflets

Nous avons introduit une spirale en ruban de tôle métallique dans la cavité d'un sifflet, comme le montre la Fig. 7, de façon à empêcher le jet de suivre la paroi et de revenir à la base du jet. Nous avons constaté que la présence d'une telle spirale ne modifiait pas du tout le fonctionnement du sifflet en régime normal (sifflet ordi-

naire, à faible pression), mais que l'intensité du son était réduite par cette spirale dans le cas du sifflet à haute pression (2,5 kg/cm² et jet d'air de 0,17 mm d'épaisseur).



Fig. 7. Etude de la propagation du jet d'air à l'intérieur de la cavité. La présence de la spirale en tôle S ne modifie pas le fonctionnement d'un sifflet ordinaire (du type Fig. 4), mais gêne considérablement le fonctionnement d'un sifflet à haute pression (du type Fig. 6).

Autres types de sifflets

Dans un sifflet de locomotive, la cavité résonnante est cylindrique, mais ouverte sur la base: le couteau est circulaire et le jet d'air annulaire. A part ceci, le fonctionnement est le même que celui d'un sifflet ordinaire. Le son est relativement grave.

Le sifflet de GALTON est un sifflet de locomotive de très petites dimensions, réglable, permettant l'émission de sons très aigus et d'ultrasons d'assez faible puissance (à cause des petites dimensions de la cavité).

Le sifflet de HARTMANN utilise l'instabilité d'un jet à vitesse supersonique. Le jet n'est pas annulaire, comme dans le sifflet de GALTON, mais cylindrique. A fréquences peu élevées, on obtient des puissances acoustiques de l'ordre d'une centaine de watts, mais le rendement ne dépasse pas 5%, car il s'agit d'un phénomène d'instabilité d'un jet utilisé pour entretenir des oscillations. D'après un brevet récent [3], on arriverait à un fonctionnement plus stable en introduisant un axe dans le sifflet HARTMANN.

Le sifflet toroïdal de HORSLEY [4] permettrait théoriquement d'accroître la puissance, sans réduire la fréquence. En fait, le «déferlement» du jet d'air laminaire sur un couteau de grande longueur n'est pas simultané en tous les points du couteau: il se produit un «déphasage» du déferlement provoquant des «courts-circuits acoustiques» (analogues à ceux d'un haut-parleur sans baffle). Nous avons vérifié expérimentalement la réduction de la puissance d'un sifflet lorsqu'on augmente la longueur du couteau, due à la non-simultanéité du déferlement dans un sifflet dont la longueur dépasse la longueur d'onde du son émis. C'est pourquoi un tel sifflet ne peut pas avoir un bon rendement.

Le «sifflet à double cavité de LEVAVASSEUR» [5] n'est pas un sifflet, mais une sirène statique: en effet, dans les sifflets le son est émis par la cavité résonnante, tandis que dans une sirène le son est produit par une interruption périodique du jet d'air. Or, dans le «sifflet LEVAVASSEUR», on utilise une forte pression ($2,5 \text{ kg/cm}^2$) et nous avons vu que dans ces conditions une partie seulement du jet servait à produire des pressions «acoustiques» dans la cavité résonnante, mais qu'on obtenait un jet d'air puissant interrompu. Un tel jet interrompu permet d'obtenir des grandes puissances acoustiques, tout comme un jet d'air interrompu d'une sirène tournante, à condition de pouvoir utiliser des ajutages ou pavillons convenables, ce qui est possible (grâce à la cavité auxiliaire) dans le cas d'une sirène statique Levavasseur, mais n'est pas possible dans le cas d'un sifflet toroïdal ordinaire, tel que celui de HORSLEY.

La cavité auxiliaire accroît environ de 40 % la fréquence du son émis. Ce son n'est pas pur sinusoïdal comme celui d'un sifflet ordinaire, mais complexe: $\frac{1}{3}$ environ seulement de la puissance acoustique correspond à la fréquence fondamentale, le reste aux composantes de fréquences ultra-sonores (jusqu'à 150 et même 300 kHz).

Le synchronisme du déferlement du jet sur le couteau peut être obtenu soit en utilisant une cavité extérieure accordée à la résonance (telle qu'une «colonne de traitement»), soit en incorporant une cavité de synchronisation dans le sifflet lui-même («sirène statique synchronisée»).

Le fait qu'un «sifflet LEVAVASSEUR» fonctionne en réalité comme une sirène (jet d'air interrompu) a été confirmé par les observations suivantes:

1° en modifiant la disposition des cavités de façon à obtenir la plus grande intensité possible du son émis par le sifflet proprement dit (étude sur maquettes représentant une section du sifflet LEVAVASSEUR) on n'a pas réussi à accroître le rendement de la sirène statique complète.

2° par contre, en cherchant à utiliser rationnellement le jet d'air interrompu à l'aide de dispositifs utilisables dans le cas des sirènes, on a obtenu de très bons résultats¹.

¹ Un sifflet LEVAVASSEUR donne jusqu'à 500 watts acoustiques; son rendement est de l'ordre de 11 % à l'air libre (il est meilleur lorsque le sifflet est associé à une colonne de traitement résonnante). Lorsqu'on fait les mesures d'intensité d'ondes progressives en évitant soigneusement toute résonance, on trouve 155 dB à 70 cm du sifflet. Si on mesure les intensités à la sortie du pavillon exponentiel (comme cela a été fait pour des sirènes tournantes), on ne peut pas éviter la réaction de l'instrument de mesure sur le fonctionnement de l'émetteur (et une certaine résonance); on trouve alors 166 dB.

3. Mode de fonctionnement normal d'un sifflet ordinaire

L'élément fondamental d'une sirène statique étant un sifflet ordinaire, il est intéressant d'étudier de plus près le fonctionnement d'un tel sifflet dans différentes conditions.

Au siècle dernier, SONDHAUSS et d'autres chercheurs allemands ont étudié expérimentalement le fonctionnement de sifflets, mais uniquement du point de vue des fréquences. A notre connaissance, il n'existe encore aucune théorie de fonctionnement de sifflets, et leur rendement dans les conditions normales de leur fonctionnement paraît n'avoir jamais encore été calculé ni mesuré.

Le fonctionnement de sifflets en régime tourbillonnaire a été étudié par NYBORG, BURKHARD et SCHILLING [2]. Mais nous avons vu que dans les conditions normales de son fonctionnement le sifflet ne peut pas être assimilé à un système «jet-couteau-résonateur», et même dans le cas des hautes pressions, l'étude de ces auteurs n'explique pas le fonctionnement de sifflets cylindriques dans lesquels le jet contourne la cavité (contrairement à ce qui se passe dans le cas du résonateur rectangulaire étudié par ces auteurs). Les résultats de leur étude sont intéressants seulement du point de vue des composantes ultra-sonores dues au jet se brisant sur le couteau et amplifiées par la cavité résonnante.

Voici comment on peut expliquer le fonctionnement normal d'un sifflet d'après les observations de Lord RAYLEIGH.

Traduction d'un extrait de «The Theory of Sound» Vol. II, page 410:

«Au cours de ces expériences, un jet d'air provenant d'un soufflet fonctionnant très régulièrement, était émis par une buse en verre et venait frapper une buse identique (réunie à l'oreille par un tube en caoutchouc). Le jet était perturbé par des diapasons (fréquences de 261,7 et 523,3 Hz).

Lorsque la position du diapason était telle que le plan de ses branches était perpendiculaire au jet, et que le prolongement de l'axe du diapason coupait l'orifice de la buse (Fig. 8a), le son perçu était beaucoup plus faible que lorsque le diapason était déplacé latéralement dans son plan, de façon à rapprocher la buse de l'une de ses branches (Fig. 8b) Ceci paraît prouver que dans ce cas également, l'effet est dû non pas aux variations de pression, mais au mouvement transversal rendant le jet sinueux.

Une confirmation de ce fait peut être déduite des observations des effets de petits déplacements

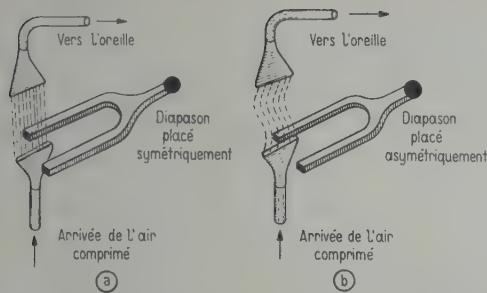


Fig. 8. Expérience de Lord RAYLEIGH montrant qu'un jet d'air n'est pas influencé par les pressions, mais par les vitesses des particules (déplacements transversaux).

de la buse d'écoute. Lorsque celle-ci est placée exactement dans l'axe, on ne perçoit que très faiblement le son fondamental d'un diapason présenté latéralement à la buse émettrice, par contre, on entend l'octave (harmonique 2) et souvent très fortement. Mais, si on déplace latéralement la buse d'écoute, on perçoit le son fondamental intense du diapason».

Traduction d'un extrait de «The Theory of Sound» Vol. II, page 219 :

«Reste à expliquer le mode d'entretien du son (dans un tuyau d'orgue) par l'action du jet d'air. La vibration d'une colonne d'air (dans le tuyau) peut être renforcée soit par l'introduction du fluide à l'endroit où la densité varie, juste au moment de la condensation (et de même, par la soustraction du fluide pendant la raréfaction), soit par une accélération convenable des parties de la colonne d'air dans le voisinage d'un ventre des vitesses. Comme le jet d'air agit à l'extrémité ouverte du tuyau, il est évident que nous devons considérer cette dernière alternative. La lame d'air dirigée sur le couteau du tuyau d'orgue est facilement déviée. Lorsque pendant le fonctionnement du tuyau, l'air extérieur tend à pénétrer dans celui-ci, il entraîne avec lui le jet, plus ou moins complètement. Une demi-période plus tard, lorsque le courant naturel est dirigé vers l'extérieur, le jet est dévié dans la direction correspondante. Dans les deux cas, le jet renforce le mouvement existant et rend ainsi possible l'entretien de la vibration.

Pour que le tuyau d'orgue émette facilement le son, il est nécessaire de régler avec précision le jet d'air. Mais SCHNEEBELI à montré, qu'une fois la vibration amorcée, les conditions d'entretien sont moins sévères. Lors d'une expérience on avait réglé le jet de façon qu'il passe entièrement en dehors du tuyau. Dans ces conditions, le tuyau ne s'amorçait pas tout seul, jusqu'au

moment, où une forte impulsion dirigée transversalement, inclinait le jet correctement vers l'intérieur. À partir de ce moment, le tuyau se mettait à fonctionner et continuait à fonctionner jusqu'au moment où on déviait le jet vers sa position initiale par une pression transversale dirigée vers l'extérieur. Les mouvements du jet peuvent être rendus visibles à l'aide de la fumée, ou bien en utilisant du papier de soie placé de façon à vibrer avec le jet.

Le point de vue exposé ci-dessus est celui qui a été adopté par HELMHOLTZ dans la quatrième édition de son grand ouvrage; il paraît expliquer d'une façon satisfaisante l'entretien des vibrations continues, mais ne pourrait pas être considéré comme complet. Dans ce genre de problèmes, la pratique est généralement en avance sur la théorie et plusieurs générations de techniciens ont amené les tuyaux d'orgue à un haut degré de perfection.

Un autre point de vue avait été en faveur chez un grand nombre d'auteurs compétents qui considéraient le tuyau comme un résonateur renforçant le son produit par le frottement du jet sur le couteau, et il n'est pas douteux, que des sons peuvent être produits de cette façon. Peut-être après tout il y a moins de différence entre ces deux points de vue et le dernier conviendrait plus particulièrement à l'explication de l'apparition du son, plutôt qu'à son maintien. On trouve une discussion détaillée de cette question dans une étude de VAN SCHAIK [7]. Pour une explication plus complète, nous devrons probablement attendre qu'on connaisse mieux la mécanique des jets».

D'après ces extraits de l'ouvrage de Lord RAYLEIGH, et en remarquant qu'on peut considérer le sifflet ordinaire fonctionnant à pression normale, comme un cas particulier de tuyau d'orgue très court, dans lequel à chaque instant la pression est la même en tous les points du volume résonnant (exactement comme dans un résonateur de HELMHOLTZ), il est évident que le jet d'air émis par la buse oscille sous l'effet des ondes sonores émises par la cavité résonnante. Et, comme l'a observé Lord RAYLEIGH, ces oscillations sont produites par les vitesses «acoustiques» des particules s'ajoutant géométriquement à la vitesse longitudinale du jet (Fig. 1) pour lui donner une forme sinuuse, oscillante.

Dans ces conditions, à chaque instant, à la vitesse longitudinale pratiquement constante du jet, doit s'ajouter, tout le long du parcours AB (en tenant évidemment compte des masses d'air en mouvement) une vitesse transversale instant-

tanée, la même en tous les points (car dans le cas d'une telle cavité résonnante, la pression acoustique est à chaque instant la même en tous les points).

Et il est évident que si la somme de tous ces déplacements transversaux le long du trajet AB est nulle, c'est-à-dire, si la vitesse du jet est telle que le parcours AB correspond à un nombre entier de périodes du son pouvant être émis par le sifflet, l'oscillation du jet au niveau du couteau est nulle et aucun son ne peut être émis.

Autrement dit, si

$$\overline{AB}/v_0 = 2\pi n/\omega_0 \quad (2)$$

aucun son ne peut être émis par le sifflet.

Et, au contraire, l'amplitude d'oscillation du jet au niveau du couteau doit être maximum, lorsque la durée du parcours du trajet AB correspond à un nombre impair de demi-périodes du son émis par le sifflet, c'est-à-dire si

$$\overline{AB}/v_0 = (2n+1)\pi/\omega_0. \quad (3)$$

Nous avons pu vérifier facilement expérimentalement cette particularité des sifflets: en augmentant la pression d'alimentation du sifflet, on augmente la vitesse du jet. A partir d'une certaine vitesse, on entend un premier sifflement très faible qui cesse ensuite complètement lorsque la vitesse du jet continue à croître. Puis, la vitesse du jet augmentant encore, un son de même fréquence, mais beaucoup plus intense réapparaît (l'intensité est plus grande, car la puissance du jet est plus grande). A son tour, ce son cesse complètement pour une vitesse encore plus grande du jet, et ainsi de suite.

Le taux de variation du débit d'air pénétrant dans la cavité, varie donc avec la vitesse du jet et cette vitesse doit être correctement réglée pour obtenir le meilleur rendement.

Cette expérience confirme une fois de plus la théorie de HELMHOLTZ et de Lord RAYLEIGH relative à l'entretien des vibrations par un jet d'air périodiquement dévié autour d'un couteau.

4. Calcul du rendement

La puissance acoustique totale émise par un sifflet est égale au produit de la surface de son ouverture $b\delta$ (Fig. 1) par l'intensité correspondante du son ($I = p^2/\rho c$):

$$W_a = b\delta p^2/\rho c \quad (4)$$

où p est la pression acoustique efficace, à la sortie du sifflet, ρ la densité de l'air et c la vitesse de propagation du son dans l'air.

La puissance pneumatique du jet d'air à la sortie de la buse est une puissance purement cinétique:

$$W_p = \frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{1}{2} \rho q_0 v_0^2 \quad (5)$$

où q_0 est le débit d'air et v_0 la vitesse du jet.

Le rendement est:

$$\eta = \frac{W_a}{W_p} = \frac{2b\delta p^2}{\rho^2 c q_0 v_0^2} \quad (6)$$

Taux de variation du débit d'air pénétrant (ou sortant) dans la cavité:

Lorsque le sifflet fonctionne, pendant une demi-période l'air pénètre dans la cavité et pendant la demi-période suivante le volume d'air qui avait pénétré dans la cavité, s'échappe vers l'extérieur.

Pour faciliter l'amorçage des oscillations, dans la plupart des sifflets, le jet est dirigé un peu vers l'intérieur de la cavité. Il est probable que dans ce cas la pression moyenne P_1 qui règne dans la cavité est légèrement supérieure à la pression atmosphérique P_0 . Cependant, un sifflet peut également fonctionner lorsque le jet, en absence des oscillations, passerait entièrement en dehors de la cavité (cas correspondant à celui des essais avec tuyaux d'orgue décrit par SCHNEEBLI, traduction d'un extrait de «Theory of Sound» ci-dessus); dans ce cas, il est probable que P_1 est inférieur à P_0 .

Toutefois, comme la pression atmosphérique $P_0 = 1033 \text{ g/cm}^2$ tandis que la pression d'alimentation d'un sifflet ordinaire considéré ici ne dépasse pas 100 g/cm^2 et les pressions acoustiques correspondant aux sons produits ne dépassent guère une dizaine de grammes/cm², nous pouvons admettre que la pression moyenne dans la cavité P_1 est sensiblement égale à la pression atmosphérique P_0 et oscille entre les valeurs $P_0 - P$ et $P_0 + P$, P étant l'amplitude de la pression et la pression acoustique efficace

$$p = P/\sqrt{2}. \quad (7)$$

«Taux de modulation du jet par le couteau»

NYBORG, BURKHARD et SCHILLING [2] représentent par:

$$q = q_0 M \sin \omega t \quad (8)$$

la partie du débit q_0 du jet qui pénètre dans la cavité (le reste, soit $q_0(1 - M \sin \omega t)$ passant à l'extérieur de la cavité). Et ils appellent M le «taux de modulation du jet».

La formule (8) n'est évidemment valable que dans le cas d'une modulation sinusoïdale, c'est-à-

dire lorsque $M \leq 1$. Or, le jet peut dans certaines conditions osciller encore davantage de façon à pénétrer entièrement dans la cavité pendant une partie de la période. Alors la modulation du jet n'est plus sinusoïdale et ne peut plus être représentée par la formule (8), ce qui explique les valeurs calculées supérieures à 1 trouvées pour M , par NYBORG, BURKHARD et SCHILLING et considérées par eux comme «inexplicables...»

Une modulation sinusoïdale à 100 % correspond évidemment à $M=1$ (cas assez fréquent d'après ces auteurs). C'est le cas pour lequel nous calculerons le rendement. Dans ce cas le volume d'air pénétrant dans la cavité pendant une demi-période est:

$$Q = \int_0^{T/2} q_0 \sin \omega_0 t dt = \frac{2 q}{\omega_0}. \quad (9)$$

Les variations de la pression dans la cavité étant adiabatiques, on peut écrire:

$$(P_0 - P)(V + Q')^\gamma = (P_0 + P)V^\gamma \quad (10)$$

(où $\gamma = 1,40$ pour l'air).

Q' étant le volume Q d'air introduit ramené à la pression $P_0 - P$. Donc:

$$P_0 Q' = (P_0 - P) Q'^\gamma,$$

d'où:

$$Q' = \left(\frac{P_0}{P_0 - P} \right)^\gamma Q.$$

P étant petit par rapport à P_0 , Q' est très sensiblement égal à Q . Pour simplifier les calculs, nous remplacerons Q' par Q (l'erreur qui pourrait en résulter est relativement très faible). Dans ces conditions, l'équation (10) devient

$$(P_0 - P)(V + Q)^\gamma = (P_0 + P)V^\gamma \quad (10a)$$

d'où on déduit:

$$P = P_0 \frac{(V + Q)^\gamma - V^\gamma}{(V + Q)^\gamma + V^\gamma}, \quad (11)$$

d'où le rendement (en remarquant que $p = P/\sqrt{2}$ et remplaçant p par cette valeur dans l'équation (6)):

$$\eta = \frac{P_0^2}{\varrho^2 c} \frac{b \delta}{q_0 v_0^2} \left[\frac{(V + Q)^\gamma - V^\gamma}{(V + Q)^\gamma + V^\gamma} \right]^2. \quad (12)$$

En substituant $Q = 2 q_0 / \omega_0$ (éq. (9)), et $v_0 = q_0 / ab$ (a et b étant l'épaisseur et la largeur du jet après sa sortie de la buse), on obtient

$$\eta = \frac{P_0^2}{\varrho^2 c} \frac{a^2 b^3 \delta}{q_0^3} \left[\frac{(V + 2 q_0 / \omega_0)^\gamma - V^\gamma}{(V + 2 q_0 / \omega_0)^\gamma + V^\gamma} \right]^2. \quad (13)$$

Exemple numérique, basé sur le sifflet de la Fig. 4. Substituant dans l'éq. (13):

$$\begin{aligned} P_0 &= 10^5 \text{ N/m}^2 (\approx 1 \text{ kg/cm}^2) \\ \varrho &= 1,2 \text{ kg/m}^3 \\ c &= 340 \text{ m/s} \\ q_0 &= 2 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s} \\ \omega_0 &= 2\pi \times 2900 = 18230 \text{ s}^{-1} \\ &\quad (\text{résultat expérimental}) \\ a &= 1,5 \times 10^{-3} \text{ m} \\ b &= 15,6 \times 10^{-3} \text{ m} \\ \delta &= 7,3 \times 10^{-3} \text{ m} \\ V &= \frac{1}{4}\pi D^2 b = 4,15 \times 10^{-6} \text{ m}^3, \end{aligned}$$

on trouve

$$\eta = 0,21.$$

Le rendement théorique dans le cas de modulation sinusoïdale à 100 % serait donc 21 %.

5. Détermination expérimentale du rendement global de sifflets ordinaires

A côté du rendement défini comme la puissance acoustique divisée par la puissance cinétique du jet d'air à la sortie de la buse (voir section 4, éq. (6)) on peut définir un autre rendement, dit *global*, comme le quotient de la puissance acoustique par la puissance totale fournie au sifflet (la surpression d'alimentation P_a multipliée par le débit q_0). Le rendement global peut être considéré comme le rendement qui nous intéresse du point de vue industriel.

En utilisant un microphone étalonné électrodynamique «Philips» et en faisant les mesures dans la grande chambre sans écho du C.R.S.I.M. nous avons déterminé l'intensité du son émis dans différentes directions par un sifflet, à une distance de 1 m du sifflet.

Ces mesures ont été faites pour deux types de sifflets:

1° un sifflet de police légèrement modifié, du type représenté sur la Fig. 4, mais dans lequel le couteau (bord de la cavité) était formé par une très mince plaque en celluloïde; un tel sifflet donne un son un peu plus intense qu'un sifflet ordinaire à couteau arrondi, car il permet une meilleure modulation du jet d'air.

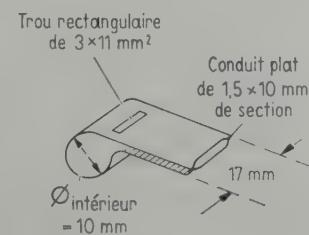


Fig. 9. Sifflet simplifié à très bon rendement. Les deux trous, normalement bouchés avec les doigts étaient fermés par des bouchons en caoutchouc-mousse pénétrant jusqu'au trou rectangulaire.

2° un très petit sifflet du type «simplifié» (Fig. 9) qui paraissait avoir un rendement particulièrement bon.

Les débits d'air étaient mesurés à l'aide d'un «débitmètre (compteur à gaz) et les pressions à l'aide d'un manomètre constitué par un tube en U rempli de mercure.

Résultats des mesures

1° *Sifflet de police modifié (Fig. 4), fréquence 2900 Hz.*

$$\begin{aligned} \text{débit} & q_0 = 0,002 \text{ m}^3/\text{s} \\ \text{surpression d'alimentation} & P_a = 4270 \text{ N/m}^2 \\ & (43,5 \text{ g/cm}^2) \end{aligned}$$

d'où la puissance fournie

$$\begin{aligned} P_0 q_0 \int_{P_0}^{P_0+P_a} \frac{dP}{P} &= 233,5 q_0 \log_{10} \frac{P_0 + P_a}{P_0} \\ &= 8,43 \text{ watt.} \end{aligned}$$

La tension aux bornes du microphone (sensibilité 28 mV/Nm⁻², c'est-à-dire 2,8 mV/μbar) se montait à 300 mV devant le sifflet, 100 mV derrière le sifflet, 170 mV à 90° du sifflet, à une distance de 1 m. En admettant comme valeur moyenne de cette tension 170 mV on trouve $p = 6,1 \text{ N/m}^2$, l'intensité $I = p^2/\rho c = 0,09 \text{ W/m}^2$ (ce qui correspond à un niveau sonore de 110 dB), et enfin la puissance acoustique

$$W_a = 4 \pi r^2 \cdot I = 1,13 \text{ watt,}$$

d'où le rendement global

$$\eta = 13 \text{ %.}$$

2° *Petit sifflet du type «simplifié» (Fig. 9), fréquence 3900 Hz.*

$$\begin{aligned} \text{débit} & q_0 = 0,000375 \text{ m}^3/\text{s} \\ \text{surpression d'alimentation} & P_a = 1330 \text{ N/m}^2 \\ & (13,6 \text{ g/cm}^2) \end{aligned}$$

d'où la puissance fournie

$$233,5 q_0 \log_{10} \frac{P_0 + P_a}{P_0} = 0,416 \text{ watt.}$$

Les mesures acoustiques, faites comme dans le cas précédent, ont donné une tension moyenne de 55 mV aux bornes du microphone à une distance de 1 m, d'où $p = 1,965 \text{ N/m}^2$; $I = 0,0092 \text{ W/m}^2$ (ce qui correspond à un niveau sonore d'environ 100 dB), d'où la puissance acoustique $W_a = 0,118 \text{ watt}$, d'où on calcule enfin le rendement global

$$\eta = 28 \text{ %.}$$

On voit que le rendement théorique calculé dans le cas d'un sifflet ordinaire, dans un cas particulier de son fonctionnement égal à 21%, correspond bien aux ordres de grandeur des rendements globaux (13% et 28%) qu'on trouve expérimentalement dans le cas de tels sifflets.

Conclusion

Ainsi, contrairement aux sifflets fonctionnant en régime tourbillonnaire ou avec un jet supersonique instable (cas du sifflet HARTMANN), un sifflet ordinaire, en régime normal pourrait avoir un bon rendement.

Mai un sifflet ordinaire, à basse pression, émet une très faible puissance acoustique et des sifflets à cavité toroïdale fonctionnant à basse pression seraient trop encombrants dans le cas des puissances industrielles.

C'est pourquoi, on est obligé d'employer des sifflets fonctionnant à pression élevée, de l'ordre de 2,5 kg/cm². Dans ces conditions, les sifflets ordinaires et les sifflets toroïdaux simples (du type américain) ont un mauvais rendement. Ceci explique la préférence donnée aux sirènes dans les installations industrielles aux Etats-Unis.

Toutefois, les sifflets à cavité double (sirènes statiques de LEVAVASSEUR), fonctionnent non pas comme un sifflet, mais comme une sirène (jet d'air périodiquement interrompu).

Pour cette raison, leur rendement est plus grand et peut être amélioré encore davantage en appliquant les mêmes méthodes que pour les sirènes tournantes.

(Reçu le 7 décembre 1953.)

Bibliographie

- [1] Lord RAYLEIGH, «The Theory of Sound» (London 1896) Vol. II, paragraphe 303.
On trouve des indications bibliographiques très complètes sur les sifflets ordinaires dans «Handbuch der Experimentalphysik», Vol. XVII, 3, p. 231 et dans «Handbuch der Physik», Vol. VIII, p. 288.
Des sifflets ultra-sonores pour l'air et pour les liquides, sont décrits dans l'ouvrage de L. BERGMANN «Der Ultraschall», (S. Hirzel Verlag, Stuttgart/Zürich 1949).
- [2] Articles de M. W. L. NYBORG, M. D. BURKHARD et A. H. SCHILLING: «Acoustical characteristics of jet-edge and jet-edge-resonator systems» (J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 293) et «Characteristics of jet-edge resonator whistles» (J. acoust. Soc. Amer. **25** [1953], 138).
- [3] YELLOTT, J. E. et SAVORY, L. E., Brevet américain n° 2519619 du 22 août 1950.
- [4] HORSLEY, C. B., Brevet américain n° 2,532,229 du 28 novembre 1950.]
- [5] LEVAVASSEUR, R. (C.N.R.S.), Brevet français n° 1039511, déposé le 10 juillet 1951.
- [6] VAN SCHAIK, «Über die Tonerregung in Labialpfeifen» (Rotterdam 1891).

SOME ASPECTS OF THE NON-LINEAR DISTORTION OF LOUDSPEAKERS

by CESARINA BORDONE

Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris, Torino, Italy

Summary

Measurements have shown that the non-linear distortion of loudspeakers depends greatly upon the frequency and direction of radiation. When describing the non-linear behaviour of loudspeakers more attention should be paid to this fact than is done hitherto.

Sommaire

Les résultats de mesures ont montré que la distorsion non-linéaire des haut-parleurs dépend beaucoup de la fréquence et de la direction d'émission du son. On devra donc, désormais, tenir d'avantage compte de ce fait, quant on indiquera la caractéristique non-linéaire d'un haut-parleur.

Zusammenfassung

Durch Messungen wurde gezeigt, daß die nichtlinearen Verzerrungen von Lautsprechern weitgehend von der Frequenz und der Abstrahlungsrichtung abhängen. Bei der Beschreibung nichtlinearer Verzerrungen sollte dieser Tatsache mehr Beachtung geschenkt werden, als dies bisher der Fall war.

It is interesting to know the amount of non-linear distortion in loudspeakers in percent as a function of frequency for different values of available power. From these data the maximum available power can be established, for which the amount of distortion is below the audible threshold. Various types of apparatus for the continuous and automatic recording of this characteristic are known from the literature, but all of them are inconvenient in some way. We may say generally that it is necessary to measure the amount of non-linear distortion frequency by frequency; to express the results by an overall figure is not practical because the characteristic may be very irregular, so that only a great number of data can give the necessary information.

Among the apparatus for the continuous recording of non-linear distortion characteristics, we note the intermodulation method, developed by v. BRAUNMÜHL and INCERSLEV using the sum or difference tones produced by distortion in a loudspeaker, excited by an electrical wave consisting of two inharmonically related frequencies, the apparatus comprising a number of high pass filters to be automatically inserted as the frequency is made to vary at a given speed.

It is well-known that also the frequency response of a loudspeaker cannot be described by measurements at only one or a few frequencies. Also in this case the measurements should be made continuously or if possible automatically. A correlation can even be established between frequency response and distortion characteristics: the peak values of distortion generally come at frequencies one half or one

third of those of the response peaks, namely at frequencies where harmonic components of distortion are more evident because of resonance phenomena. High values of distortion can also be related to response minimum values since the distortion is $\sqrt{\sum p_{\text{harm}}^2 / (p_{\text{fund}}^2 + \sum p_{\text{harm}}^2)}$.

Considering these phenomena we may predict the behaviour of a loudspeaker in regard to distortion from the analysis of the response curve: if the latter is reasonably flat the distortion characteristic will be rather smooth too.

It is customary to analyse the distortion and response characteristics of a loudspeaker in direction of its axis only: but it often happens that the transducer is listened to in other directions even at 90° with its axis. In television, for instance, for reasons of space, the loudspeaker is often on a plane perpendicular to the screen, so the listener is then located nearly in a direction perpendicular to the axis of the loudspeaker. The same thing can be said for the loudspeakers of radio for cars; the listener has the control in front of the dash-board and the loudspeaker, for reasons of space too, under it, so that the directions which are mostly used are nearly perpendicular to the axis.

It is interesting to know the frequency response and non-linear distortion characteristics of the same loudspeaker for different directions of radiation. Analysing in three directions only, i. e. 0°, 30° and 60°, shows that the behaviour of a loudspeaker at a given frequency may be very different for various directions. For some of these the frequency response characteristics have more irregularities than in the direction of

the axis, since interference phenomena are produced by waves coming from different points of the cone. It may happen that at a given frequency the distortion has a low value on the axis, and in a different direction the response has a minimum, with correspondingly greater distortion.

A directivity pattern may be chosen to represent the non-linear distortion and response of a loudspeaker as a function of radiation angles on the same diagram. We plot then the response of the loudspeaker and the r.m.s.-value of the higher harmonics. If the two directivity patterns have a logarithmic scale of amplitudes, we can calculate from the difference of the two patterns in a given direction, the directivity pattern of percentage non-linear distortion. This may be very irregular: distortion maxima correspond to response minima in directions of nearly 90° relative to the axis; this phenomenon is most interesting when the tested loudspeakers are to be used for television or radio for cars, as we have already pointed out.

The average distortion — "average" taken in respect to all possible directions — may be defined and calculated as the ratio of the distorted power integrated over the total solid angle and the whole available power. One gets the two

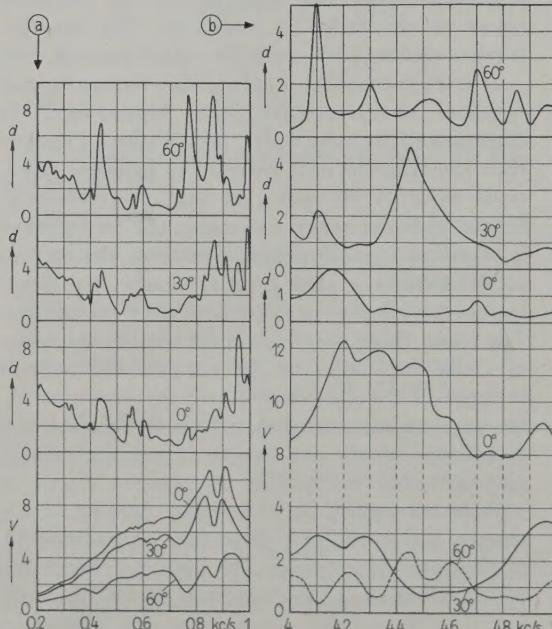


Fig. 1. Response and non-linear distortion characteristics in directions of 0° , 30° , and 60° relative to the axis of a loudspeaker of 6 W, 25 cm diameter; (a) frequency range of 200 to 1000 c/s, (b) frequency range of 4 to 5 kc/s.

values by integrating the directivity patterns by the formula:

$$P = \frac{r^2}{\rho c} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi p^2(\vartheta, \varphi) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (1)$$

where r is the distance of the microphone from the loudspeaker, ρc the specific impedance of air, p the sound pressure in the direction designated by ϑ in a horizontal plane, and by φ in a vertical plane. As the loudspeaker can be considered symmetrical about its horizontal axis, the formula given becomes:

$$P = 2\pi \frac{r^2}{\rho c} \int_0^\pi p^2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (2)$$

The average distortion is then:

$$\delta = \frac{\int_0^\pi p_r^2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi p_0^2(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta} \quad (3)$$

where p_r indicates the r.m.s.-pressure of the higher harmonics, and p_0 those of fundamental plus harmonics.

Measurements have been made of percentage non-linear distortion as a function of the radiation angle in an anechoic room and in a room, the characteristics of which could be those of a "living room". Considering the directivity pat-

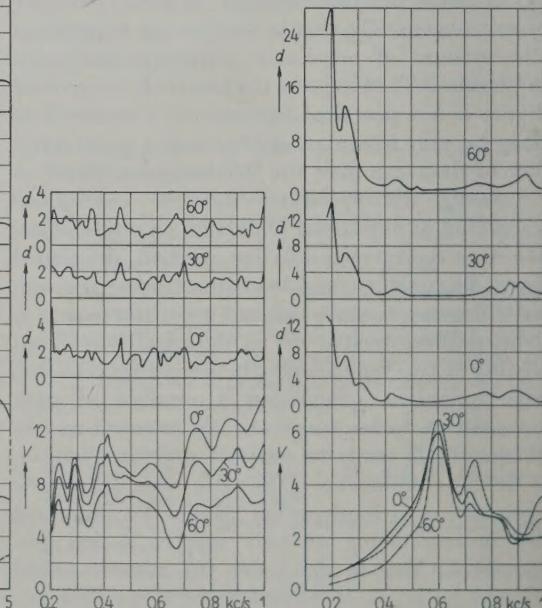


Fig. 2. The same characteristics, in the frequency range of 200 to 1000 c/s, for a loudspeaker of 4 W, 10 cm diameter, in a closed baffle.

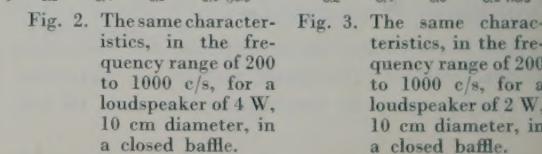


Fig. 3. The same characteristics, in the frequency range of 200 to 1000 c/s, for a loudspeaker of 2 W, 10 cm diameter, in a closed baffle.

terms of non-linear distortion measured in these two different ways, we note that in a "living room" the distortion is generally greater than in an anechoic room, and the directivity patterns of distortion are less uniform. In a non-absorbing room standing waves are produced, the minima and maxima of which have different locations as a function of frequency: it may happen that the intensity minimum of the fundamental component has not the same position as that of the higher harmonics, then the ratio of the two amplitudes shows very different values in respect of the measurement in the anechoic room.

To measure non-linear distortion, as an absolute value or in percent, a distortion meter has been used, to eliminate the fundamental component

from the harmonics at a given intensity. Measuring the distortion in percent for a great number of frequencies, with the moving coil of the loudspeaker excited by a constant voltage, the distortion characteristics can be displayed. These measurements have been carried out for three loudspeakers of 2, 4 and 6 W of power. The first two (of 10 and 18 cm diameter) had closed baffles, the last (of 25 cm diameter) had no baffle.

Figs. 1, 2, 3 represent frequency response and non-linear distortion characteristics on the axis of these loudspeakers and in directions of 30° and 60° . Considering these diagrams we note that peaks of the distortion measured on the axis, though small, become more evident in other directions.

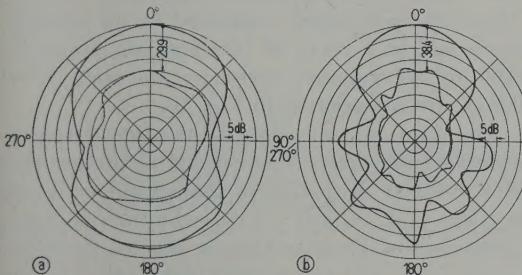


Fig. 4. Directivity patterns of intensity and non-linear distortion for a loudspeaker of 6 W; (a) at the frequency of 860 c/s, (b) at the frequency of 4.1 ke/s.

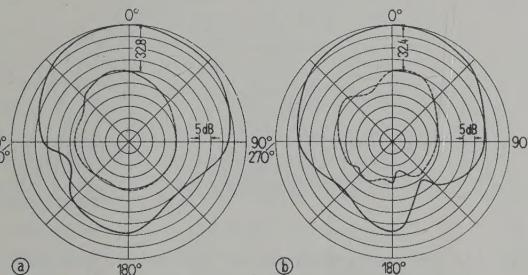


Fig. 5. The same directivity patterns for a loudspeaker of 4 W in a closed baffle; (a) at the frequency of 700 c/s, (b) at the frequency of 1000 c/s.

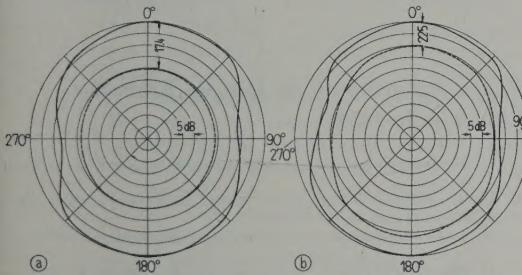


Fig. 6. The same directivity patterns for a loudspeaker of 2 W in a closed baffle; (a) at the frequency of 190 c/s, (b) at the frequency of 250 c/s.

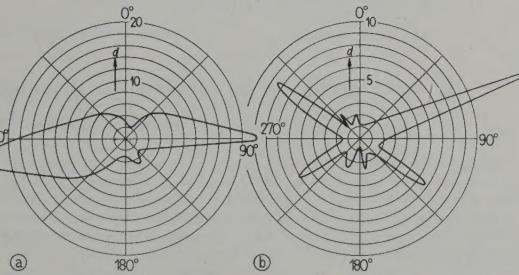


Fig. 7. Directivity patterns of percentage non-linear distortion corresponding to the directivity patterns of Fig. 4; (a) at the frequency of 860 c/s, (b) at the frequency of 4.1 ke/s.

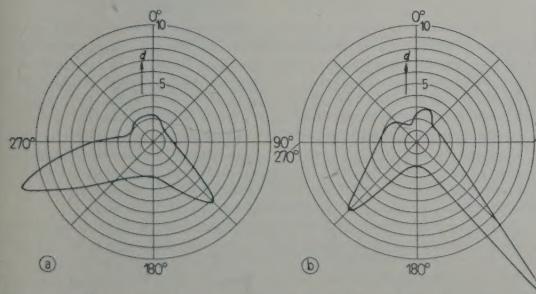


Fig. 8. Directivity patterns of percentage non-linear distortion calculated from the directivity patterns of Fig. 5; (a) at the frequency of 700 c/s, (b) at the frequency of 1000 c/s.

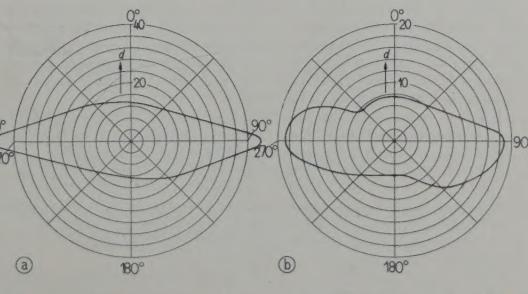


Fig. 9. Directivity patterns of percentage non-linear distortion calculated from the directivity patterns of Fig. 6; (a) at the frequency of 190 c/s, (b) at the frequency of 250 c/s.

Figs. 4, 5, 6 represent directivity patterns of the loudspeakers of Figs. 1, 2, 3, showing the response and distortion at specific frequencies. These characteristics have been measured by rotating the loudspeaker with the aid of a turn-table, the movement of which is strictly synchronous with the level recorder.

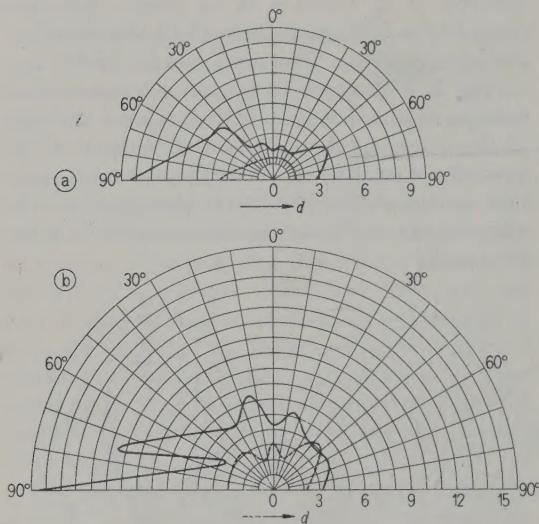


Fig. 10. Directivity patterns of percentage non-linear distortion for a loudspeaker of 4 W in a closed baffle; (a) at the frequency of 270 c/s, (b) at the frequency of 1000 c/s. The solid lines designate measurements in a "living room", the dashed ones measurements in an anechoic room.

From these data the characteristics of distortion have been calculated in percent as a function of the radiation angle and represented by the directivity patterns of Figs. 7, 8, 9.

From the directivity patterns Figs. 4, 5, 6 the ratio of the distorted power to the whole available power can be calculated with equation (3) by integrating the directivity patterns of response and distortion at the same frequency. From Fig. 6b we find this ratio to be 0.06 % which corresponds to a pressure ratio of 2.5 %; the value of distortion on the axis is 2.4 %.

To put in evidence the different behaviour of a loudspeaker in an anechoic room and in a "living room", the distortion characteristics have been measured in percent as a function of the radiation angle for a loudspeaker of 4 W in a closed baffle at frequencies of 270 and 1000 c/s. These characteristics, measured in an anechoic room and in a room of intermediate properties (160 m³ of volume, reverberation time about 0.8 s), are represented in Fig. 10.

The data corresponding to the measurements described illustrate some aspects of the problem of non-linear distortion in loudspeakers. It will be clear that, in order to describe the non-linear behaviour of loudspeakers, a choice should be made from the enumerable data that can be given. Which data are suitable in a specific case depends upon the use of the loudspeaker under consideration.

(Received 19th December, 1953.)

Compte rendu de la réunion du Groupement des Acousticiens de Langue Française tenue à Turin du 3 au 6 juin 1954

Répondant à une invitation de l'Institut G. FERRARI le Groupement des Acousticiens de Langue Française a organisé sa troisième session annuelle à Turin, du 3 au 6 juin 1954. Les diverses séances furent préparées par M. G. SACERDOTE, Directeur du laboratoire d'acoustique de l'Institut, en liaison avec le secrétariat du G.A.L.F. Le programme avait été divisé en deux parties, l'une relative à l'exposé d'une quinzaine de communications, l'autre relative à la visite technique des studios de radiodiffusion et de télévision de Turin et Milan, ainsi qu'à celle des installations audiologiques de la Faculté de Médecine de Milan. Les diverses communications présentées seront groupées dans un numéro spécial de la revue Elettronica.

Communications présentées

Toutes les communications présentées se rapportaient naturellement à des sujets relatifs à l'acoustique et, principalement, l'acoustique architecturale, l'acoustique physiologique et l'électroacoustique. Chaque communication durait environ 15 à 20 minutes et était suivie d'une discussion. Comme les textes de ces rapports paraîtront sous peu, nous nous contenterons de les énumérer dans leur ordre de présentation;

1. Sur la propagation des sons dans l'atmosphère par M. P. BARON.
2. Contribution à l'étude d'une oreille artificielle par M. G. MILETTO.
3. Synthèse de circuits à résistance-capacité par M. G. MADELLA.
4. Le projet de la nouvelle Maison de la Radio de Paris, par M. L. CONTURY.
5. Action biologique des ultrasons par MM. M. PONZIO et D. FIANDESIO.
6. Seuils différentiels d'intensité par M. R. CHOCHOLIE.
7. Supresseurs dynamiques de bruits par M. C. ZANARINI.
8. Surfaces orthophoniques par M. C. CODEGONE.
9. Etude expérimentale des ondes de choc à l'aide d'un faisceau ultrasone par Mlle M. MERLE.
10. Influence de la réaction psychologique sur la réduction du bruit de conversation dans les salles par M. T. KORN.

11. Étude acoustique des grands auditoria sur maquette par M. R. LAMORAL.
12. Transmission du son par des hublots sphériques par MM. A. BERGASSOLI, F. CANAC et T. VOGEL.
13. L'isolation phonique des machines; problème technique, économique et social, par M. E. KATEL.
14. Mesures d'impédances acoustiques par la méthode de résonance par MM. M. FERRERO et G. SACERDOTE.
15. Amélioration de l'isolement des planchers, par M. J. PUJOLLE.
16. Mesure pratique de l'indice d'affaiblissement sonore de parois individuelles de bâtiments par M. A. RAES.

Visites techniques

Les visites techniques eurent lieu, d'une part à Turin où l'on pu voir le grand auditorium de la Radiodiffusion Italienne, d'autre part à Milan où l'on put voir les multiples studios de radiodiffusion et de télévision, ainsi que les nombreuses installations techniques de la nouvelle Maison de la Radio de cette ville. Nous devons souligner, tant à Turin qu'à Milan, la parfaite organisation de ces visites, ainsi que la cordiale réception à laquelle la direction de la Radiodiffusion-Télévision Italienne avait convié les divers membres du G.A.L.F. présents. En outre, lors de la visite des installations audiologiques de la Faculté de Médecine de Milan sous la conduite de M. le Professeur BOCCA, eurent lieu deux communications supplémentaires;

1. Aspects techniques de l'audiométrie par M. V. SAVELL.
2. Travaux récents de phonétique et d'audiométrie. Projection de films sur les surdités professionnelles et la correction auditive par M. E. BOCCA.

Cette sympathique réunion s'est terminée le dimanche de Pentecôte par une très belle promenade en autocar dans la vallée d'Aoste qui a laissé à tous les participants un excellent souvenir des 4 jours qu'ils venaient de passer en Italie.

R. LEHMANN, Secrétaire Adjoint du G.A.L.F.